

Geschlossen am 15. August 1896.

1896.

N. 9.

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

HERAUSGEGEBEN UND FORTGEFÜHRT DURCH

P. A. C. ORRIS, L. W. GILBERT, J. C. FOCKENSDORFF.

NEUE FOLGE

BAND 59. HEFT 1.

DER GANZEN NEUEN DES BANNES I. HEFT

UNTER MITTWIRKUNG

DER PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT ZU BERLIN

UND HERAUSGEGEBEN VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

G. UND E. WIEDEMANN.

MIT DREI TAFELN.



LEIPZIG, 1896.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.
(ARTHUR MEINER.)

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postbüchern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für das in 10 Heften (zu 3 Bänden) ausgegebene Jahrgang 26 A.

Inhalt.

	Seite
1. E. Warburg. Ueber die Wirkung des Lichts auf die Funkenentladung	1
2. P. Drude. Der electrische Brechungsexponent von Wasser und wässrigen Lösungen	17
3. I. Klementić. Zur Demonstration des gegenseitigen Einflusses zweier Funkenstrecken	63
4. H. Nagasaka. Ueber verdünnte ferromagnetische Amalgame	66
5. P. Beck. Bemerkungen zu der Abhandlung des Hrn. Kohn über magnetisch weiche und harte Körper	64
6. H. Th. Simon. Ueber ein neues photographisches Photometrierverfahren und seine Anwendung auf die Photometrie des ultravioletten Spectralgebietes	91
7. P. Lebedew. Ueber die ponderomotorische Wirkung der Wellen auf ruhende Resonatoren. II. Hydrodynamische Oscillationsresonatoren	118
8. G. S. Meyer. Ueber den Einfluss von Zug- und Druckkräften auf die thermoelectrischen und magnetischen Eigenschaften der Metalle	184
9. P. Glan. Theoretische Untersuchungen über elastische Körper und Licht	155
10. P. Johannesson. Eine Bemerkung zur Lehre von der Resonanz	180
11. K. Olasewski. Ein Versuch, das Helium zu verflüssigen	184

Die geehrten Herren Mitarbeiter erlaubt sich die Redaction der *Annalen* ergebenst zu ersuchen:

- 1) Die Manuscripte druckfertig einzuliefern und in den Correcturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten;
- 2) die Zeichnungen in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuscript selbst einzusteichen), sowie, da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, recht genau die Stelle des Manuscriptes anzugeben, wo sie hingehören;
- 3) Citate am Rande oder unten auf den Seiten der Manuscripte (nicht in den Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortgeschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen;
- 4) falls ausnahmsweise mehr als die 50 von der Verlagsbuchhandlung kostenfrei gelieferten Sonderabdrücke gewünscht werden, dies bei Rücksendung des ersten Correcturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite gefälligst bemerken, all- anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mittheilungen aber an die Verlagsbuchhandlung richten zu wollen.

Anderweitiger Abdruck der für die *Annalen* bestimmten Abhandlungen oder Uebersetzung derselben innerhalb des gesetzlichen Schutzes ist nur mit Genehmigung der Redaction und Verlagsbuchhandlung gestattet.

ANNALEN
DER
PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE.

BAND 59.



ANNALEN
DER 1896
PHYSIK UND CHEMIE.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF.

NEUE FOLGE.

BAND 59.

DER GANZEN FOLGE 295. BAND.

UNTER MITWIRKUNG

DER PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT IN BERLIN

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK.

HERAUSGEGEBEN VON

G. UND E. WIEDEMANN.

NEBST NEUN FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1896.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.
(ARTHUR MEINER.)

Inhalt.

Neue Folge. Band 59.

Neuntes Heft.

	Seite
1. E. Warburg. Ueber die Wirkung des Lichts auf die Funkenentladung	1
2. P. Drude. Der electriche Brechungsexponent von Wasser und wässerigen Lösungen	17
3. I. Klemenčič. Zur Demonstration des gegenseitigen Einflusses zweier Funkenstrecken	63
4. H. Nagaoka. Ueber verdünnte ferromagnetische Amalgame	66
5. P. Beck. Bemerkungen zu der Abhandlung des Hrn. Kohn über magnetisch weiche und harte Körper.	84
6. H. Th. Simon. Ueber ein neues photographisches Photometriverfahren und seine Anwendung auf die Photometrie des ultravioletten Spectralgebietes	91
7. P. Lebedew. Ueber die ponderomotorische Wirkung der Wellen auf ruhende Resonatoren. II. Hydrodynamische Oscillationsresonatoren	116
8. G. S. Meyer. Ueber den Einfluss von Zug- und Druckkräften auf die thermoelectrischen und magnetischen Eigenschaften der Metalle	184
9. P. Glan. Theoretische Untersuchungen über elastische Körper und Licht	155
10. P. Johannesson. Eine Bemerkung zur Lehre von der Resonanz	180
11. K. Olszewski. Ein Versuch, das Helium zu verflüssigen . .	184

Geschlossen am 15. August 1896.

59 mit 1896

Zehntes Heft.

	Seite
1. A. Heydweiller. Die innere Reibung einiger Flüssigkeiten oberhalb ihres Siedepunktes	193
2. L. Holborn und W. Wien. Ueber die Messung tiefer Temperaturen	213
3. A. Schükarew. Ueber das Dampfc calorimeter und die Bestimmung der specifischen Wärme nach einer vergleichenden Methode	229
4. R. W. Wood. Experimentelle Bestimmung der Temperatur in Geissler'schen Röhren	238
5. G. Jaumann. Electrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen	252
6. M. Wien. Ueber die Widerstandsmessung von Electrolyten mit Wechselströmen durch das Dynamometer.	267
7. R. Hildebrand. Eine einfache Art, empfindliche Wechselstromentladungen eines Inductoriums in einer Vacuumröhre zu trennen	273
8. E. Wiechert. Ueber die Grundlagen der Electrodynamik .	283
9. A. Winkelmann und R. Straubel. Ueber einige Eigenschaften der Röntgen'schen X-Strahlen	324
10. R. Mauritius. Versuche mit Röntgenstrahlen	346
11. L. Fomm. Die Wellenlänge der Röntgenstrahlen	350
12. R. v. Eötvös. Untersuchungen über Gravitation mit Erdmagnetismus.	354
13. P. Glan. Theoretische Untersuchungen über elastische Körper und Licht	401

Geschlossen am 15. September 1896.

Elftes Heft.

1. G. Quincke. Ueber Rotationen im constanten electrischen Felde	417
2. J. Elster und H. Geitel. Ueber eine lichtelectrische Nachwirkung der Kathodenstrahlen	487
3. O. Wiedeburg. Der Interferentialrefractor für electrische Wellen.	497
4. W. Wien. Die Wirkung eines rechteckig gespannten Strombandes auf eine Spule mit kreisförmigem Querschnitt.	523
5. K. Kahle. Das Helmholtz'sche absolute Electrodynamometer und eine Anwendung desselben zur Messung der Spannung des Clark-Elementes.	532

	Seite
6. W. Jaeger und R. Wachsmuth. Das Cadmium-Normalelement	575
7. F. Richarz. Ueber Wirkung der Röntgenstrahlen auf den Dampfstrahl	592
8. A. Busch. Ueber oscillatorische Condensatorentladungen	595
9. W. Kawalki. Die Abhängigkeit der Diffusionsfähigkeit von der Anfangsconcentration bei verdünnten Lösungen	637
10. O. Stern. Ueber den Einfluss des Druckes auf die Inversionsconstante einiger Säuren	652
11. V. Biernacki. Einige Bemerkungen über das Aluminiumamalgam	664
12. G. S. Meyer. Notiz über die Electricitätsconstanten von reinem Nickel, Gold, Platin und Aluminium	668
13. C. Pulfrich. Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Lichtbrechung der Metalle	671

Geschlossen am 15. October 1896.

Zwölftes Heft.

1. F. Braun. Versuche zum Nachweis einer orientirten electrischen Oberflächenleitung	673
2. F. Braun. Ueber den continuirlichen Uebergang einer electrischen Eigenschaft in der Grenzsicht von festen und flüssigen Körpern	682
3. F. Braun. Ueber die Leitung electrischer Luft	688
4. F. Braun. Ein Versuch über magnetischen Strom	693
5. C. A. Mebius. Ueber Polarisationerscheinungen in Vacuumröhren	695
6. G. Brion. Ueber den Uebergang der Kohle aus dem nichtleitenden in den leitenden Zustand	715
7. A. H. Bucherer. Nachtrag zu: Die Wirkung des Magnetismus auf die electromotorische Kraft	735
8. O. Wiedeburg. Ueber die Potentialdifferenzen zwischen Metallen und Electrolyten	742
9. W. Leick. Nachträgliche Bemerkungen zu meiner Arbeit: „Ueber das magnetische Verhalten galvanischer Niederschläge“	750
10. W. Wien. Ueber cyklonartige Bewegungsformen einer incompressibeln reibungslosen Flüssigkeit	753
11. M. Reinganum. Ueber durch isotherme Destillation zu erzeugende Druckdifferenzen	764

	Seite
12. O. Schott. Ueber electrisches Capillarlicht	768
13. H. Muraoka. Das Johanniskäferlicht	773
14. J. Wilsing und J. Schreiner. Ueber einen Versuch, eine electrodynamische Sonnenstrahlung nachzuweisen, und über die Aenderung des Uebergangswiderstandes bei Berührung zweier Leiter durch electrische Bestrahlung	782
15. E. Zermelo. Ueber mechanische Erklärungen irreversibler Vor- gänge. Eine Antwort auf Hrn. Boltzmann's „Entgegnung“	793
16. A. P. Sokolow. Berichtigung zu meiner Abhandlung: „Experi- mentelle Untersuchungen über die Electrolyse des Wassers“	802 804

Geschlossen am 15. November 1896.

Nachweis zu den Figurentafeln.

Taf.	I. H. Nagaoka Fig. 1—11.
"	II. H. Th. Simon Fig. 1—8.
"	III. G. S. Meyer.
"	IV. R. W. Wood Fig. 1—8. — A. Heydweiller Fig. 9 u. 10.
"	V u. VI. G. Quincke Fig. 1—33.
"	VII. Wiedeburg.
"	VIII. K. Kahle Fig. 1 u. 2.
"	IX. C. A. Mebius.

PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE. BAND 59.

1. *Ueber die Wirkung des Lichts auf die Funkenentladung; von E. Warburg.*(Aus den Sitzungsber. der Kgl. preuss. Akad. der Wissensch. zu Berlin.
Sitzung der phys.-math. Klasse vom 5. März 1896.)

§ 1. Im Jahre 1887 entdeckte H. Hertz¹⁾ einen Einfluss des Lichts auf die electrische Funkenentladung in der Luft. Zieht man nach Hertz die mit Kugeln versehenen Pole des Inductoriums so weit auseinander, dass der Funke eben nicht mehr übergeht, und entzündet in 1—4 m Abstand den electrischen Lichtbogen, so entsteht gleichzeitig mit ihm wieder der Funkenstrom und versagt auch wieder, wenn der Lichtbogen erlischt. Nach den Versuchen von Hertz sind es die ultravioletten, im Lichtbogen enthaltenen Strahlen, welche die Wirkung ausüben.

E. Wiedemann und H. Ebert²⁾ wiederholten und erweiterten diese Versuche, indem sie die Pole einer Influenzmaschine mit zwei parallel geschalteten Funkenstrecken u und v verbanden. Wurden die Electroden von u so weit auseinandergezogen, dass die Entladung zwischen ihnen eben noch überging, so fand der Ausgleich der Electricitäten sofort bei v statt, wenn v mit electrischem Bogenlicht bestrahlt wurde. Bei anderen Versuchen leiteten sie den Strom der Influenzmaschine über eine Funkenstrecke und ein Telephon zur Erde. Je nachdem die ultravioletten Strahlen von der Funkenstrecke abgeschnitten wurden oder sie trafen, war der Ton im Telephon unreiner und tiefer oder reiner und höher, folgten also die Entladungen langsamer und unregelmässiger oder rascher und

1) H. Hertz, Ber. d. k. preuss. Akad. d. Wiss. 1887. p. 487.

2) E. Wiedemann u. H. Ebert, Wied. Ann. 33. p. 241. 1888.

regelmässiger aufeinander. Ein wichtiges Resultat der Versuche von Wiedemann und Ebert war, dass die Bestrahlung nur auf die Kathode wirkt.

Hallwachs¹⁾ zeigte, dass eine negativ geladene Zinkplatte, von ultravioletten Strahlen getroffen, sich in die Luft langsam und vollständig entlädt und sogar eine schwache positive Ladung annimmt, dass also die Wirkung der Strahlung nicht auf die Funkenentladung beschränkt ist. Diese Beobachtungen wurden von Hallwachs selbst sowie von Stoletow, Righi, Bichat und Blondlot u. A., neuerdings besonders von Elster und Geitel verfolgt und erweitert.

§ 2. Die Versuche, welche mitzutheilen ich mir erlaube, betreffen die Wirkung des Lichts auf die Funkenentladung und haben mich hinsichtlich dieser Wirkung zu einer Auffassung geführt, welche von der üblichen, wie ich glaube, abweicht.

Schon öfter hat man beobachtet, dass, wenn man die Potentialdifferenz zwischen zwei in einem Gase befindlichen Electroden bis zu einem für die Entladung hinreichenden Werth gesteigert hat, die Entladung zuweilen nicht sofort erfolgt, sondern erst nach einiger Zeit. Doch hat erst Hr. Jaumann²⁾ neuerdings diese Erscheinung, welche er die Verspätung nennt, genauer studirt, gezeigt, dass sie nicht von störenden Umständen, wie Staub u. dgl. abhängt, und auf ihre Bedeutung für den Entladungsvorgang hingewiesen. Hr. Jaumann zieht nämlich aus dieser Erscheinung den Schluss, welchen auf Grund anderer Versuche bereits vor längerer Zeit Hr. A. Töpler³⁾ gezogen hatte, dass der Funkenentladung ein anderer Vorgang vorausgeht. Die Natur dieses Vorganges ist noch dunkel; seine Dauer hängt von verschiedenen zum Theil noch uncontrolierbaren Umständen ab, ist nach Hrn. Jaumann gross, wenn man die Potentialdifferenz zwischen den Electroden langsam steigert, wird dagegen durch Schwankungen der electrischen Kraft abgekürzt.

Bei meinen Versuchen wird nun die Wirkung von plötzlich an die Funkenstrecke angelegten Potentialdifferenzen während

1) W. Hallwachs, Wied. Ann. 33. p. 301. 1888.

2) G. Jaumann, Wied. Ann. 55. p. 656. 1895.

3) A. Töpler, Pogg. Ann. 134. p. 217. 1868.

einer sehr kurzen Zeit nach dem Anlegen beobachtet. Dabei hat es sich gezeigt, dass die hauptsächliche Wirkung des Lichts auf die Funkenentladung darin besteht, unter diesen Umständen die Dauer jenes Vorganges abzukürzen. Die Versuche wurden in folgender Weise angestellt.

§ 3. Von den beiden Electroden 1 und 2 der Funkenstrecke (Fig. 1) ist 2 stets zur Erde abgeleitet, 1 kann mit

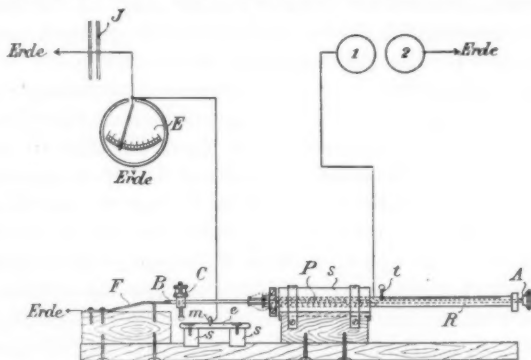


Fig. 1.

der Collectorplatte *J* eines Kohlrausch'schen Condensators verbunden werden und zwar erstens dauernd, zweitens während einer sehr kurzen Zeit.

Im ersten Falle wird, nachdem der Collectorplatte eine passende Ladung ertheilt ist, die zur Erde abgeleitete Condensatorplatte durch eine Mikrometerschraube langsam von der Collectorplatte entfernt und dadurch das Potential auf dieser gesteigert, bis der Funke zwischen 1 und 2 übergeht. In diesem Augenblick wird das Potential der Collectorplatte an dem mit ihr verbundenen Braun'schen Electrometer *E* abgelesen¹⁾. Um dabei der Verspätung Rechnung zu tragen,



Fig. 1 a.

1) Die Theilung des zu den meisten Versuchen benutzten Electrometers ging bis zu 10000 Volt und gab zwar die relativen, nicht aber die absoluten Potentialwerthe richtig an, welche durch Multiplication der Angaben mit 1, 2 erhalten wurden. Letzteres ermittelte ich mit Hilfe zweier Hochspannungsaccumulatoren von zusammen 1680 Elementen, welche hintereinander geschaltet bei der Messung eine electromotorische

suchte ich zuerst einen Werth des Potentials, bei welchem die Entladung eintrat und legte darauf ein kleineres Potential an; erfolgte die Entladung nicht in 5 Minuten, so nahm ich an, dass das angelegte Potential kleiner sei, als das zur Entladung nöthige, da ich 5 Minuten übersteigende Verspätungen nicht beobachtet habe. Darauf wurden wieder grössere Potentiale angelegt und das kleinste Potential bestimmt, welches innerhalb 5 Minuten die Entladung bewirkte. Dieses Potential nenne ich die statische Entladungspotentialdifferenz. Principiell die gleiche Anordnung ist kürzlich von Hrn. Jaumann benutzt worden.

Im zweiten Fall ist mit der geladenen Collectorplatte das durch Ebonit *e* und Schellack *s* isolirte, oben zugerundete Messingstück *m*, mit der Electrode 1 die durch Schellack *s* isolirte Messingröhre *R* verbunden, in welcher der Messingdraht *AB* gleiten kann; derselbe erhält Führung durch den mit ihm verbundenen Stift *t*, welcher sich in einem Schlitz des Rohres *R* bewegt. In *R* ist eine Spiralfeder *P* gelagert, welche gespannt wird, wenn man den Draht in der Richtung von *A* nach *B* in die Röhre einschiebt und ihn mittelst des Hakens *B* in die zur Erde abgeleitete Feder *F* einhakt. Drückt man die Feder *F* hinunter, so wird *AB* ausgelöst, schiesst, durch die Spiralfeder getrieben, zurück und stellt mittelst des metallenen Stückes *C* auf kurze Zeit zwischen *m* und *AB*, damit auch zwischen der Collectorplatte *J* und der Electrode 1 leitende Verbindung her. Nahe dem Ende seiner Bahn entlädt *AB* die Electrode 1 durch Anschlag an eine Erdleitung.

Die Zeit, während deren *B* auf *m* schleift, wurde durch die Pouillet'sche Methode zu 0,0012 Secunden bestimmt. Indessen ist das maassgebende Zeitintervall τ zwischen dem Zeitpunkt, zu welchem 1 geladen, und dem Zeitpunkt, zu welchem die leitende Verbindung zwischen 1 und der Collectorplatte aufgehoben wird, grösser, da vor Eintritt des metallischen Contacts ein Funke zwischen *m* und *B* übergeht.

Findet nun in der Zeit τ keine Funkenentladung zwischen 1 und 2 statt, so sinkt das Potential der Collectorplatte von

Kraft von 3460 Volt hatten. Die Messung der electromotorischen Kraft geschah, während die einzelnen Reihen der Accumulatoren nebeneinander geschaltet waren, durch ein bis 65 Volt gehendes Präcisions-Voltmeter nach Raps.

dem Anfangswerth V auf den kleineren V' herab, indem bei dem Contact zwischen m und B ohne Aenderung der Ladung die Capacität des Leitersystems von C auf C' gesteigert wird. V' ist die zwischen den Electroden 1 und 2 hergestellte Potential-Differenz, und es ist $V'/V = C/C'$. Findet in der Zeit τ eine Funkenentladung zwischen 1 und 2 statt, so sinkt die Electrometerablenkung auf einen sehr kleinen Werth herab, dabei kann V' aus dem bekannten Werth C/C' berechnet werden. Die Capacität C' betrug stets 0,000135 mf.

Bei den Versuchen zeigte es sich, dass bis zu einem gewissen Werth des Potentials V' die Entladung nie eintritt; dass bei weiterer Steigerung von V' Werthe erreicht wurden, bei welchen die Entladung manchmal eintritt, manchmal nicht, bis endlich bei hinreichender Steigerung von V' die Entladung in der Zeit τ immer eintritt, doch wurde dieser Werth bei den im Dunkeln angestellten Versuchen nie erreicht. Ich will die zum Eintritt der Entladung jedesmal erforderliche Zeit die Verzögerung und die zuletzt beschriebenen Versuche die Verzögerungsversuche nennen. Das Resultat einer auf ein bestimmtes Potential V' bezüglichen Verzögerungsversuchsreihe soll im Folgenden immer durch einen Bruch ϵ bezeichnet werden, dessen Nenner angiebt, wie oft der Versuch gemacht wurde, und dessen Zähler angiebt, wie oft dabei die Entladung eintrat.

Der Verzögerungsversuch 2 unterscheidet sich vom Versuch 1, welcher zur Bestimmung des statischen Entladungspotentials dient, nicht nur dadurch, dass bei 1 die Wirkung des angelegten Potentials während unbegrenzter Zeit, bei 2 während der kleinen Zeit τ nach dem Anlegen des Potentials beobachtet wird, sondern auch dadurch, dass das Potential bei 1 sehr langsam, bei 2 sehr schnell auf einen bestimmten Werth gebracht wird. Nach Hrn. Jaumann¹⁾ befördert nun eine grosse Aenderungsgeschwindigkeit des Potentials den Eintritt der Entladung, und die Wirkung dieses Umstandes scheint sich in einigen Fällen geltend gemacht zu haben (vgl. § 5).

§ 4. Ich lasse nunmehr die Beschreibung der Versuche folgen, welche mit Eisen-, Messing-, Zink-, Platinkugeln; in

1) G. Jaumann, Wien. Ber. 47. IIa. p. 765. 1888.

Luft und Wasserstoff bei verschiedenen Drucken; im Dunkeln, im Tageslicht und in electrischem Bogenlicht angestellt wurden. Das Bogenlicht wurde durch eine Quarzlinse auf die Kathode concentrirt und bei einigen Versuchen durch Glas- oder Glimmerscheiben filtrirt.

§ 5. Die Electroden 1 und 2 sind die blank geputzten Eisenkugeln von 2,6 cm Durchmesser eines in freier Luft aufgestellten Funkenmikrometers. Die Schlagweite δ (kürzester Abstand der Kugeloberflächen) ist 0,1 cm. Der reducirte Barometerstand war 766,5 mm, die Temperatur $t = 17,2^\circ$, die relative Feuchtigkeit $r = 52$ Proc. Das statische Entladungspotential V_0 ergab sich im Tageslicht zu 4740 Volt mit etwa 15 Secunden Verspätung, im Bogenlicht zu 4500 Volt, wie immer in diesem Fall, ohne Verspätung. Das Resultat der Verzögerungsversuche ist in den Bezeichnungen des § 4 durch folgende Tabelle wiedergegeben, in welcher die ε -Werthe unter die entsprechenden Potentialwerthe gesetzt sind.

	V'	2940	3360	3840	4320	4800	8880
Im Dunkeln							0
							10
Im Bogenlicht, durch 0,6 cm dicke } Spiegelglasplatte filtrirt }					0	10	
					10	10	
Im Bogenlicht		0	3	10			
		10	10	10			

Zu den Verzögerungsversuchen im Dunkeln ist Folgendes zu bemerken. Bei Potentialen, bei welchen die Entladung manchmal eintritt, manchmal nicht, werden selbstverständlich nicht immer dieselben Ergebnisse erhalten. Oft rückt auch das Potential, bei welchem die Entladungen beginnen, und welches in dem vorliegenden Fall grösser als 8880 Volt ist, hinauf oder hinunter. Auf wechselnden atmosphärischen Verhältnissen schien das nicht zu beruhen, ebenfalls nicht auf verschiedener Behandlung der Electroden, wie Art des Putzens oder dergleichen; auch war eine Corrosion der Electroden durch die schwachen benutzten Funken kaum bemerkbar. Dagegen hat sich bei diesen sowie bei anderen Versuchen ergeben, dass mehrfaches, die kurze Zeit τ dauerndes Anlegen eines Potentials, bei welchem keine Entladung eintritt, die Verzögerung vergrössert. Dass die Wahrscheinlichkeit für den Eintritt der Entladung abnehme, wenn bei vorangegangenen

Verzögerungsversuchen die Entladung ausgeblieben ist, scheint auch aus den vollständigen Protokollen hervorzugehen.

Die mitgetheilten Versuche zeigen nun, dass das statische Entladungspotential durch die Kathodenbelichtung nur unbedeutend verändert wird. Dagegen ist durch die Belichtung mit Bogenlicht die Verzögerung stark vermindert. Die hauptsächlichste Wirkung der Kathodenbestrahlung auf die Funkenentladung besteht also nicht in einer Veränderung der statischen Entladungspotentialdifferenz, sondern in der Verminderung der Verzögerung.

Wie aus der Tabelle hervorgeht, tritt im Bogenlicht bei dem Verzögerungsversuch die Entladung bei $V' = 3360$ schon zuweilen, bei $V' = 3840$ immer ein, während unter diesen Umständen die statische Entladungspotentialdifferenz gleich 4500 gefunden wurde. Das heisst, dass bei raschem Anwachsen des Potentials ein kleinerer Werth desselben die Entladung hervorruft, als bei langsamem Ansteigen desselben, was dem Satz des Hrn. Jaumann entspricht (§ 4). Im Dunkeln wird diese Wirkung wahrscheinlich durch die Verzögerung verdeckt.

Auch das durch Spiegelglas filtrirte Bogenlicht vermindert die Verzögerung; diese Wirkung wird also auch durch sichtbare Strahlen ausgeübt (vgl. §§ 6–10).

§ 6. Aehnliche Versuche wurden mit Messing- und Zinkkugeln angestellt.

Messingkugeln 2,6 cm Durchmesser. $\delta = 0,1002$ cm.

$V_0 = 4680$ Volt im Tageslicht, $b = 766,7$ mm, $t = 19,5^\circ$, $r = 55$ Proc.

V' 2940 3420 3840 4320 4800 5820 6720 7800 8940

Im Dunkeln						0	0	0	6
						10	10	10	10
Im Bogenlicht durch				0	10				
Spiegelglasscheibe				10	10				
Im Bogenlicht	0	5	10						
	10	10	10						

Zinkkugeln 2,62 cm Durchmesser. $\delta = 0,1006$ cm.

$V_0 = 4680$ Volt im Tageslicht, $b = 766,5$ mm, $t = 20^\circ$, $r = 55$ Proc.

V' 2880 3420 3840 4320 4800 5760 6900 7800 8880

Im Dunkeln						0	0	3	2
						10	10	10	10
Im Bogenlicht durch			0	1	10				
Glasscheibe			10	10	10				
Im Bogenlicht	0	4	8	10					
	10	10	10	10					

Die mitgetheilten Ergebnisse sind von den mit Eisenkugeln erhaltenen nicht wesentlich verschieden. Doch war es bei Zink und Messing nicht möglich, das statische Entladungspotential im Bogenlicht zu bestimmen. Näherte sich nämlich hier das Potential dem im Tageslicht bestimmten Entladungspotential, so wurde der Hallwachs-Effect so stark, dass es bei der angewandten Condensatorcapacität nicht gelang, die Funkenentladung herbeizuführen.

§ 7. Im Folgenden stelle ich alle für Eisen-, Messing- und Zinkkugeln von 2,6 cm Durchmesser von mir im Tageslicht gefundenen Werthe des statischen Entladungspotentials zusammen und zwar in der absoluten electrostatischen Einheit des C. G. S.-Systems, welche gleich 300 Volt gesetzt wurde. Baille hat mit Kugeln von 1 und 3 cm Durchmesser gearbeitet; durch Interpolation finde ich, dass nach ihm bei Kugeln von 2,6 cm Durchmesser für $\delta = 0,1$ cm $V_0 = 15,04$, für $\delta = 0,15$ cm $V_0 = 20,63$ wäre. Danach sind die von mir gefundenen Werthe auf $\delta = 0,1$ cm umgerechnet worden.

	δ cm	b mm	t	r	V_0	V_0 a. $\delta = 0,1$ cm red.
Eisen	0,1	766,5	17°	52 Proc.	15,80	15,8
	0,112	766,5	19,6	52 "	17,20	15,9
	0,112	764,5	19,5	53 "	17,00	15,7
Messing	0,1002	766,7	19,5	55 "	15,6	15,6
Zink	0,1006	766,5	20	55 "	15,6	15,5

Die Substanz der Electroden hat also für $\delta = 0,1$ cm jedenfalls keinen erheblichen Einfluss auf das statische Entladungspotential. Das auf $\delta = 0,1$ cm bezügliche Mittel der V_0 -Werthe ist 15,7; es bezieht sich auf $b = 766$ mm, $t = 19^\circ$, $r = 53$ Proc. Nach Baille's¹⁾ Angaben würde für Kugeln von 2,6 cm Durchmesser und $\delta = 0,1$ cm $V_0 = 15,04$ sein. Für Kugeln von 2 cm Durchmesser und $\delta = 0,1$ cm findet Baille $V_0 = 15,12$, Paschen²⁾ 15,84—16,08, also auch grössere Werthe als Baille. Eine genaue Vergleichung ist nicht möglich, da bei den genannten Beobachtern genaue Angaben über den Barometerstand und die relative Feuchtigkeit fehlen, welche letztere nach Baille³⁾ einen grossen Einfluss hat.

1) J. B. Baille, Ann. chim. et phys. (5) 25. p. 531. 1882.

2) F. Paschen, Wied. Ann. 37. p. 81. 1889.

3) Baille, Ann. chim. et phys. (5) 29. p. 185. 1883.

§ 8. Versuche nach Art der §§ 5—7 beschriebenen habe ich auch in gasverdünnten Räumen angestellt. Als Electroden dienten (Fig. 2) die Kugeln 1 und 2 von 0,7 cm Durchmesser, enthalten in dem Gefäß *G*. Die Schlagweite δ betrug 4,5 cm. Die Zuleitungsdrähte waren mit Siegellack in Glasröhren *g* eingekittet, welche durch Glasschliffe *s* in die Rohrstutzen *r* eingesetzt wurden; in diesen waren die Drähte mit dickem Schellacküberzug versehen, welcher die leitende Berührung mit der Glaswand verhinderte.

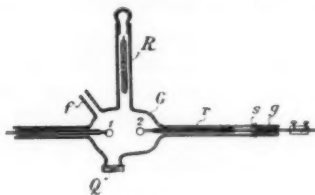


Fig. 2.

Das Rohr *R* enthält ein Schiffchen mit Phosphorpentoxyd; durch das Quarzfenster *Q* kann die Kathode 1 mit Bogenlicht bestrahlt werden. Das Biegerohr *f* wird durch einen Hahn gegen die Luftpumpe abgeschlossen; von *f* zweigen drei Röhren ab, von denen eines zu einem Manometer führt; die beiden anderen sind mit Hähnen versehen und dienen dazu, den Apparat mit Luft bez. mit Wasserstoff zu füllen.

§ 9. Eisenkugeln, 0,7 cm Durchmesser. $\delta = 4,5$ cm.

In Luft.

Druck $p = 30$ mm.

V_0 im Tageslicht 2700, im Bogenlicht 3120 Volt.

	V' 2460	2880	3360	3940
Im Dunkeln				0 10
Im Tageslicht				7 10
Im Bogenlicht	0 10	3 10	10 10	

$p = 11,1$ mm.

V_0 im Tageslicht 1500 Volt.

	V' 1800	1920	7680	8820
Im Tageslicht			0 10	0 10
Im Bogenlicht	0 10	10 10		

In Wasserstoff.

 $p = 29,5$ mm. V_0 im Tageslicht 1920 Volt.

	V' 1920	2400	6720	7740	8700
Im Dunkeln			$\frac{0}{10}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{4}{10}$
Im Tageslicht					$\frac{7}{10}$
Im Bogenlicht	$\frac{0}{10}$	$\frac{10}{10}$			

 $p = 11,7$ mm. V_0 im Tageslicht 960, im Bogenlicht 1260 Volt.

	V' 900	1440	4920	5880	6900	7920	9000
Im Dunkeln			$\frac{0}{10}$	$\frac{3}{10}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{5}{10}$	$\frac{6}{10}$
Im Tageslicht			$\frac{9}{10}$				
Im Bogenlicht	$\frac{0}{10}$	$\frac{10}{10}$					

 $p = 1,1$ mm. V_0 durch das angewandte Electrometer nicht bestimmbar.

	V' 900	2460	3000	5940	6960	7920	8940
Im Dunkeln		$\frac{0}{10}$	$\frac{0}{10}$	$\frac{0}{10}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{4}{10}$	$\frac{9}{10}$
Im Bogenlicht	$\frac{10}{10}$						

Bemerkungen. 1. Bei der Bestimmung des statischen Entladungspotentials V_0 im Dunkeln zeigten sich zuweilen bedeutende, 2 Minuten erreichende Verspätungen. Die Bestimmung von V_0 im Bogenlicht wurde in vielen Fällen, wie bei den Versuchen des § 6, durch den Hallwachseffect vereitelt. War die Bestimmung möglich, so trat die Entladung ohne bemerkbare Verspätung ein, und es ergab sich für Drucke unterhalb 30 mm in Luft und in Wasserstoff V_0 grösser im Bogenlicht, als im Tageslicht. Es scheint danach der Ladungsverlust durch den Hallwachseffect der Funkenentladung unter Umständen hinderlich zu sein. Nun scheint bei dem Hallwachseffect electriche Convection stattzufinden, so dass vor einer von diesem Effect betroffenen Kathode eine Wolke negativ electricisirter Theilchen sich befindet. Diese müssen die electriche Kraft an der Kathode schwächen und können dadurch die Funkenentladung hindern.

2. Die Verzögerungsversuche ergaben in gasverdünnten Räumen dasselbe Resultat wie in Luft von atmosphärischer

Dichte, nur in noch auffälligerer Weise. So trat in Luft von den Drucken 11 mm und 30 mm, bei welchen das statische Entladungspotential 1500 bez. 2700 Volt betrug, bei dem Verzögerungsversuch im Dunkeln die Entladung selbst dann nicht ein, wenn das Potential 8800 angelegt wurde.

Die Potentialwerthe, welche bei dem Verzögerungsversuch im Bogenlicht noch Entladung ergaben, waren stets grösser als das im Dunkeln bestimmte, aber etwas kleiner als das im Bogenlicht bestimmte statische Entladungspotential; sofern hier das Letztere in Betracht kommt, ist das Verhalten in gasverdünnten Räumen dem im § 5 geschilderten Verhalten in freier Luft entsprechend.

Weiter tritt die charakteristische Beziehung hervor, dass der kleinste Potentialwerth, bei welchem die Entladung immer, und der grösste, bei welchem sie nie eintritt, im Bogenlicht viel näher als im Dunkeln an einander liegen. Beispielsweise unterscheiden sich diese Werthe bei Wasserstoff von 29,5 mm Druck im Bogenlicht um weniger als 500, im Dunkeln um mehr als 2000 Volt.

Endlich geht aus der Tabelle hervor, dass auch das durch die Fensterscheiben filtrirte Tageslicht in allen Fällen die Verzögerung verkleinert. Wegen der wechselnden Beschaffenheit des Tageslichts sind genauere Angaben nicht möglich.

§ 10. Aehnliche Versuche wurden mit Platinkugeln angestellt; dabei wurden kleine Potentiale durch ein Braun'sches Electrometer gemessen, dessen Scala nominell bis 1700 Volt ging und mittelst des Hochspannungs-Accumulators berichtigt wurde.

In Luft.							
$p = 29,6 \text{ mm.}$							
V_0 im Tageslicht 2700, im Bogenlicht 3360 Volt.							
	V' 2520	3000	3480	3960	4920	7920	9060
Im Dunkeln							0
							10
Im Bogenlicht durch } rothe Glasplatte }							0
							10
Im Bogenlicht durch } Spiegelglasscheibe }			0	1	1	6	9
			10	10	10	10	10
Im Bogenlicht	0	1	10				
	10	10	10				

Im Dunkeln				0 10	1 10	1 10	2 10	4 10	7 10	8 10
Im Tageslicht		1 10	3 10	8 10						
Im Bogenlicht durch Glasplatte	}	10 10	10 10							
Im Bogenlicht		0 10	10 10							

$p = 0,85 \text{ mm.}$

V'' 874 978 1070 2040 3000 3900 5040 6960 7920 8940

		0	2	3	4	4	8	7
Im Dunkeln		$\frac{10}{10}$	$\frac{10}{10}$	$\frac{10}{10}$	$\frac{10}{10}$	$\frac{10}{10}$	$\frac{10}{10}$	$\frac{10}{10}$
Im Bogenlicht durch rothe Glasplatte }		0	0	2		8	10	
		$\frac{10}{10}$	$\frac{10}{10}$	$\frac{10}{10}$		$\frac{10}{10}$	$\frac{10}{10}$	
Im Bogenlicht durch Spiegelglasplatte }	8	10						
	$\frac{10}{10}$	$\frac{10}{10}$						
Im Bogenlicht	$\frac{10}{10}$	$\frac{10}{10}$						

Bemerkungen. 1. Bei der Bestimmung des statischen Entladungspotentials in Luft von 12,8 mm und 29,6 mm Druck wurden Verspätungen bis zu 3 Minuten erhalten.

2. Bei den Verzögerungsversuchen, welche ähnlichen Verlauf wie bei den Eisenkugeln nahmen, wurde hier etwas mehr Aufmerksamkeit auf die Wirkung der verschiedenen Strahlungsgattungen gerichtet. Aus den Tabellen ist ersichtlich, dass rothes Licht sich unwirksam zeigt, dass aber durch Spiegelglas filtrirtes Bogenlicht noch wirkt, und dass die Wirkung durch Einschalten der Glasplatte viel weniger bei Wasserstoff als bei Luft geschwächt wird. Der letztere Punkt wurde durch andere, nicht angeführte Versuche bis zu Drucken von 30 mm bestätigt.

Platinkugeln 0,7 cm Durchmesser. $\delta = 4,5 \text{ cm.}$

In Wasserstoff von 12,6 mm Druck wurde noch die schwächende Wirkung einer Glimmerplatte von 0,3 mm Dicke mit der einer Spiegelglasplatte von 6 mm Dicke verglichen. Die Verzögerungsversuche ergaben Folgendes.

	V'' 900 1440 1920
Im Bogenlicht	$\frac{0}{10}$ $\frac{10}{10}$
Im Bogenlicht durch Glasplatte	$\frac{10}{10}$ $\frac{10}{10}$
Im Bogenlicht durch Glimmerplatte	$\frac{7}{10}$ $\frac{10}{10}$

§ 11. Das hauptsächliche Resultat, welches aus der vorliegenden Untersuchung hervorgeht, ist dieses: steigert man die Potentialdifferenz zwischen zwei metallischen Electroden, welche sich in atmosphärischer Luft oder in gasverdünntem Raum befinden, langsam, bis die Funkenentladung erfolgt, d. h. bis zur statischen Entladungspotentialdifferenz, so ergibt sich

diese wenig verschieden, mag die Kathode bestrahlt werden oder nicht.

Eine Potentialdifferenz, einige Tausendstel Secunden lang angelegt, kann sieben oder mehr mal grösser als die statische Entladungspotentialdifferenz sein, ohne die Entladung im Dunkeln zu bewirken, ruft aber, wenn auch wenig grösser als die statische Entladungspotentialdifferenz, im kräftigen Bogenlicht die Entladung stets hervor. Dabei ist das Intervall der Potentialdifferenzen, innerhalb dessen die Entladung manchmal eintritt, manchmal nicht, sehr gross im Dunkeln, sehr klein im kräftigen Bogenlicht. — Der experimentelle Beweis für diese Behauptungen wurde für Potentialdifferenzen bis zu 10000 Volt geführt.

§ 12. Diese Resultate lassen sich auf verschiedene bekannte Thatsachen anwenden.

In dem § 1 erwähnten Versuch von Hertz wird während kurzer Zeit durch das Inductorium eine hohe Potentialdifferenz zwischen den Electroden hergestellt; damit in dieser kurzen Zeit die Entladung eintrete, muss die Verzögerung herabgemindert werden; dies ist es hauptsächlich, was die Kathodenbestrahlung leistet. In den § 1 citirten Aufsätzen von Hertz und von E. Wiedemann und Ebert scheint die Wirkung des Lichts auf die Funkenentladung als eine Verringerung des statischen Entladungspotentials aufgefasst zu werden. Doch hat in einer späteren Arbeit¹⁾ Hertz selbst schon die Auffassung, zu welcher mich die vorliegenden Versuche geführt haben, angedeutet. Nachdem er nämlich mitgetheilt hat, dass die Belichtung den Funken die Fähigkeit, zu sehr schnellen electrischen Schwingungen Anlass zu geben, entzieht, fährt er fort: „Wie in den erstgenannten Versuchen das Licht den Eintritt der Entladung hinsichtlich der Länge der Funken erleichterte, so erleichtert es hier den Eintritt derselben hinsichtlich des zeitlichen Verlaufs. Ich glaube aber gefunden zu haben, dass auch schon in jenen ersten Versuchen die zeitlichen Verhältnisse der Entladung von wesentlicher Bedeutung für das Phänomen sind“. Die Versuche, welche ihn

1) H. Hertz, Ber. d. k. preuss. Akad. d. Wissensch. 10. November 1887. p. 898.

auf diese Ansicht führten, hat Hertz auch später nicht beschrieben.

Bei Versuchen über die Schlagweite in verschiedenen Gasen schaltete Faraday¹⁾ zwei Funkenstrecken u und v parallel, u in freier Luft, v in dem zu prüfenden Gase und suchte die Länge von u zu bestimmen, bei welcher die Funken bei u und nicht bei v übergingen. Er fand aber, dass es ein gewisses Intervall für die Länge von u gab, bei welchem manchmal bei v , manchmal bei u der Funke erschien. Dieses Resultat erklärt sich durch die unter scheinbar gleichen Versuchsbedingungen wechselnde Dauer der Verzögerung. Wird aber dann, wie bei den Versuchen von E. Wiedemann und Ebert, die eine der beiden parallel geschalteten Funkenstrecken bestrahlt, so wird an dieser wegen der ihr herabgeminderten Verzögerung die Entladung immer eintreten.

Da das Intervall der Potentialwerthe, für welche manchmal Entladung eintritt, manchmal nicht, im Dunkeln gross, im Bogenlicht klein ist, so werden die Funken einer durch eine Influenzmaschine bethätigten Funkenstrecke im letzteren Fall in nahezu gleichen Zeitintervallen, im ersteren Fall in sehr ungleichen Zeitintervallen auf einander folgen, wie es E. Wiedemann und Ebert beobachtet haben (§ 1).

Endlich kommt es bei der Erregung sehr schneller electrischer Schwingungen durch den Funken darauf an, dass das Potential auf einen sehr hohen Werth ansteigt, ehe die Entladung einsetzt; daher ist hier eine bedeutende Verzögerung vortheilhaft und wirkt die Belichtung unvortheilhaft. Umgekehrt ist die Verzögerung dem Ansprechen eines Gasrohres auf electrische Schwingungen ungünstig; dieses Ansprechen wird daher, wie Elster und Geitel²⁾ gefunden haben, durch die Belichtung erleichtert.

Einen grossen Theil der mitgetheilten Versuche hat Hr. Dr. A. Herz für mich angestellt, wofür ich demselben sehr zu Dank verpflichtet bin.

Nachschrift. Nach Beendigung dieser Arbeit las ich einen Aufsatz des Hrn. Swyngedauw³⁾, in welchem der Satz auf-

1) M. Faraday, Exp. res. in electricity and magnetism. § 1390 ff.

2) J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. 52. p. 450. 1894.

3) Swyngedauw, Compt. rend. 20. Jan. 1896. 122. p. 131.

gestellt wird, dass durch ultraviolettes Licht das dynamische Entladungspotential in viel grösserem Verhältniss als das statische erniedrigt werde. Jenes bezieht sich auf den Fall eines langsam sich ändernden electrostatischen Feldes. Der erwähnte Satz des Hrn. Swyngedauw deckt sich theilweise mit meinen Resultaten. Doch ist die Versuchsmethode des Hrn. Swyngedauw eine ganz andere, als die meinige; auch gab mir der Aufsatz des Hrn. Swyngedauw keine Veranlassung, von dem Vorstehenden etwas wegzulassen.

2. *Der electriche Brechungsexponent von Wasser und wässerigen Lösungen; von P. Drude.*

(Aus den Berichten der math.-phys. Klasse der k. sächs. Ges. der Wiss. Juni 1896, p. 316, für die Annalen mit Zusätzen mitgetheilt vom Verf.)

In der Arbeit: „Ueber anomale electriche Dispersion von Flüssigkeiten“¹⁾ habe ich erwähnt, dass sich beim Wasser keine electriche Dispersion nachweisen lässt, und dass sich wässerige, electrolytisch leitende Lösungen selbst für sehr schnelle electriche Schwingungen normal verhalten, d. h. in der Weise, wie es aus ihrem Verhalten für sehr langsame Schwingungen im voraus zu berechnen wäre. Hinsichtlich des Zahlenmaterials für diese Behauptungen und der genaueren Beschreibung dieser Versuche habe ich auf eine spätere Gelegenheit verwiesen. Ich will jetzt diese Versuche genauer mittheilen, wobei auch die Abhängigkeit des electriche Brechungsexponenten des Wassers von der Temperatur, sowie das interessante Verhalten von zuckerhaltigen Lösungen besprochen werden soll. — Eine genaue Kenntniss der Eigenschaften des Wassers und wässriger Lösungen ist deshalb von Wichtigkeit, weil dieselben bei Untersuchungen anderer Substanzen mit schnellen electriche Schwingungen sehr gut als Vergleichskörper gewählt werden können.

Hinsichtlich der Beschreibung der Methode verweise ich auf die anfangs genannte Arbeit. Ich will hier nur erwähnen, dass in einer Leitung von zwei parallelen Kupferdrähten stehende electriche Wellen erregt wurden, indem ein die Drähte überbrückender Bügel B_1 fest liegen blieb, ein zweiter Bügel B_2 dahinter so verschoben wurde, dass sich stehende Wellen zwischen B_1 und B_2 bildeten. Im Folgenden sind diese Lagen von B_2 mitgetheilt, und zwar einmal, wenn die Drahtleitung ganz in Luft verlief, andererseits wenn die Drahtleitung hinter dem ersten electriche Knoten in Wasser,

1) Vgl. Abh. der k. sächs. Gesellsch. der Wissensch., math.-phys. Klasse 23. p. 1. 1896; Auszug davon in Wied. Ann. 58. p. 1. 1896.

bez. wässeriger Lösung lag. Die successiven Abstände der Brücke B_2 geben im ersten Falle die halbe Wellenlänge der Schwingungen in Luft ($\frac{1}{2}\lambda$), im zweiten Falle die halbe Wellenlänge der Schwingungen im Wasser, bez. der Lösung ($\frac{1}{2}\lambda'$). Der electrische Brechungsexponent n soll das Verhältniss beider Grössen genannt werden:

$$n = \frac{\frac{1}{2}\lambda}{\frac{1}{2}\lambda'} = \frac{\lambda}{\lambda'}.$$

Die Wellenlänge in Luft ($\frac{1}{2}\lambda$) ist vor und nach der Beobachtung der Schwingungen im Wasser bestimmt worden, um sicher zu sein, dass durch Auswechselung der Luftleitung mit der Leitung, welche den das Wasser enthaltenden Trog durchsetzt, am Erreger der Wellen durch etwaige Erschütterung keine Aenderung eingetreten ist. Die weitaus meisten Beobachtungen wurden mit einem Erreger gemacht, welcher $\frac{1}{2}\lambda$ zu etwa 37 cm ergab. Einige Beobachtungen wurden auch mit einem grösseren Erreger, der $\frac{1}{2}\lambda$ zu etwa 1 m ergab, einige mit einem kleineren Erreger, der $\frac{1}{2}\lambda$ zu 19 cm ergab, angestellt. Sie sind im Folgenden durch besondere Ueberschriften gekennzeichnet.

Um die Umstände möglichst zu variiren, ist bei verschiedener Dicke der Drahtleitung, bei verschiedenem gegenseitigen Abstand ihrer Drähte, und bei Benutzung verschiedener Flüssigkeitströge beobachtet worden. Ich habe deren fünf angewandt:

1. *Grosser Thontrog*: 48 cm lang, 21 cm breit, 35 cm hoch (im Lichten), 1,1 cm Wandstärke. Der Trog ist innen glasirt und wird bis 1 cm unter seinen Rand mit Wasser gefüllt. Die Drahtleitung verläuft 12 cm unter dem Rand des Troges.
2. *Kleiner Thontrog*: 31 cm lang, 11 cm breit, 11 cm hoch, 1,1 cm Wandstärke. Innen glasirt; Drahtleitung 6 cm unter dem Rand.
3. *Blechtrog*, mit 8 mm dicken Ebonitseitenwänden, durch welche die Drahtleitung tritt. 60 cm lang, 16 cm breit, 16 cm hoch. Drahtleitung 8 cm unter dem Rand.
4. *Grosser Glastrog*: 30 cm lang, 5 cm breit, 6 cm hoch, 0,2 cm Wandstärke. Drahtleitung $3\frac{1}{2}$ cm unter dem Rand.
5. *Kleiner Glastrog*: 30 cm lang, 3 cm breit, $3\frac{1}{2}$ cm hoch.

Drahtleitung 2 cm unter dem Rand. Alle Maasse gelten im Lichten.

Die Innenseite der Vorderwand der Tröge, durch welche die Drahtleitung eintritt, d. h. der Flüssigkeitsanfang, lag sehr nahe (mindestens bis auf 1 mm) in dem ersten Knoten der electricischen Kraft, welcher (vom Erreger ab gerechnet) hinter dem ersten Bügel B_1 liegt. Dieser (wahre) Knoten fällt nicht genau zusammen mit der Stellung des Bügels B_2 , für welche die Drahtleitung zwischen B_1 und B_2 in der Resonanz des Unisono mit den vom Erreger vor B_1 erzeugten Schwingungen steht (erste Knotenlage von B_2), sondern liegt, falls die Länge des Bügels B_2 2 cm beträgt, um 8 mm dahinter, falls sie 1 cm beträgt, um 4 mm dahinter.¹⁾ Bei einigen Versuchen wurde der Flüssigkeitsanfang absichtlich nicht in den ersten wahren electricischen Knoten gelegt, um die hierdurch bewirkte Aenderung zu constatiren. Für diese Versuche ist die Lage des Flüssigkeitsanfangs besonders angegeben.

Am Flüssigkeitsende (also noch hinter dem Bügel B_2) ist im allgemeinen kein dritter Bügel B_3 aufgelegt; nur bei einigen Versuchen ist dies geschehen, bei denen es besonders angeführt ist. Für die Bestimmung der Wellenlänge in Luft wurde mehrfach constatirt, dass die Anwesenheit eines dritten Bügels B_3 hinter B_2 ohne Belang ist.

Für die Wellen in Luft bedeuten die mitgetheilten Zahlen die Knotenlagen des Bügels B_2 , von einem willkürlichen Anfangspunkte an in Centimeter gezählt, für die Wellen in Flüssigkeit bedeuten sie abwechselnd Bauch- und Knotenlagen, und zwar vom Flüssigkeitsanfang an in Centimeter gerechnet. Die erste Zahl bedeutet einen Bauch, d. h. eine Lage von B_2 , für welche das Zustandekommen electricischer Schwingungen hinter dem Bügel B_1 am vollständigsten gehindert ist.

Die mitgetheilten Zahlen sind die Mittel aus meist vier Beobachtungen. Aus den Beobachtungen ist die halbe Wellenlänge nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet worden. Mit Benutzung der berechneten Wellenlänge erhält man die unter „ber.“ angeführten Knoten- bez. Bauchlagen von B_2 .

1) Vgl. dazu die citirte Arbeit der Abh. der k. sächs. Ges., p. 31. (Diese Arbeit soll im Folgenden kurz mit „Abhandl.“ citirt werden.)

ϑ bedeutet die Temperatur in Cels. Sie wurde an zwei (oder drei) Thermometern abgelesen, von deren Gefässen sich das eine in Höhe der Drahtleitung in der Flüssigkeit, das andere 1 cm unter der Flüssigkeitsoberfläche befand. Die Thermometer sind mit einem Normalthermometer verglichen worden.

n_{17}^2 bedeutet das Quadrat des electrischen Brechungsexponenten, wenn man das bei der Temperatur ϑ beobachtete n^2 auf die Temperatur 17° reducirt mit Hülfe des von Heerwagen¹⁾ für die Dielectricitätsconstante ϵ des Wassers angegebenen Temperaturcoefficienten:

$$\epsilon_{17} = \epsilon + 0,362(\vartheta - 17),$$

d. h., da n_{17}^2 sehr nahe identisch ist mit ϵ_{17} :

$$n_{17}^2 = n^2 + 0,362(\vartheta - 17).$$

Die Beobachtungen wurden im Laufe mehrerer Monate mit vielen Unterbrechungen angestellt. Der Erreger wurde dazwischen öfter auseinandergenommen und wieder zusammengesetzt, das umspülende Petroleum häufig erneuert. Ich theile sämtliche Beobachtungen mit, ohne irgend eine der überhaupt mit Sorgfalt angestellten auszuschliessen. Durch diese Ausführlichkeit möchte ich darstellen, in wie weit bei Einzelbeobachtungen Abweichungen vom richtigen Resultat nach dieser Methode im Maximum zu erwarten sind.

Destillirtes Wasser.

Die Leitfähigkeit des Wassers bei 17° schwankte, da es zum Theil längere Zeit benutzt wurde, zwischen $7 \cdot 10^{-10}$ bis $20 \cdot 10^{-10}$ bezogen auf Quecksilber. Da innerhalb dieser Grenzen die Resultate nicht irgend bemerkbar von der Leitfähigkeit beeinflusst werden, so unterdrücke ich nicht die Beobachtungen mit dem stärker verunreinigten Wasser. Für die weitaus meisten Beobachtungen lag übrigens die Leitfähigkeit zwischen $7 \cdot 10^{-10}$ und $9 \cdot 10^{-10}$.

Auch der Luftgehalt des Wassers scheint keinen merklichen Einfluss zu haben. Streng luftfreies Wasser ist allerdings nicht untersucht worden, sondern nur solches, welches

1) F. Heerwagen, Wied. Ann. 49. p. 278. 1893.

mindestens 3 Stunden nach Erwärmung auf 60° mit der Luft in Berührung gestanden hatte.

1. *Grosser Thontrog.* Distanz der Drähte $a = 1,8$ cm, Dicke der Drähte $d = 1$ mm.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	8,4	46,2	83,7	121,1	158,2	
Ber.	8,6	46,1	83,5	121,0	158,4,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,45$

Schluss:

Beob.	8,5	46,2	83,7	121,0	158,5	
Ber.	8,6	46,1	83,6	121,1	158,5,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,48$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 17,0$.

Beob.	1,53	2,58	5,72	7,76	9,88	11,97	14,01	16,21	18,24	20,34
Ber.	51	60	69	78	88	97	06	15	24	34

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,184. \quad n = 8,953; \quad n^2 = 80,16; \quad n_{17}^2 = 80,16.$$

2. *Grosser Thontrog.* $a = 1$ cm, $d = 1$ mm.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	9,0	46,9	84,5	121,1	158,2	
Ber.	9,4	46,7	83,9	121,2	158,4,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,25$

Schluss:

Beob.	9,1	46,6	84,2	120,7	157,9	
Ber.	9,3	46,5	83,7	120,9	158,0,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,17$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 11,7$.

Beob.	1,72	2,80	5,82	7,86	9,94	12,00	14,01	16,07	18,14
Ber.	72	77	82	87	93	98	03	08	14

Beob.	20,19	22,25	24,25	26,35	28,40	30,52	32,46
Ber.	19	24	29	34	40	45	50

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,104. \quad n = 9,067; \quad n^2 = 82,21; \quad n_{17}^2 = 80,30.$$

Dass in dieser zweiten Beobachtungsreihe für die Wellen in Luft die Differenzen zwischen den beobachteten und berechneten Knotenlagen grösser sind als in der ersten Beobachtungsreihe, rührt daher, dass bei 1 cm Drahtabstand kleine Störungen der Parallelität der Drähte stärkeren Einfluss gewinnen, als bei 1,8 cm Drahtabstand. Die gute Uebereinstimmung zwischen 1 und 2 im Resultat für n_{17}^2 zeigt, dass die seitliche Begrenzung des Wassers keine Störung hervorruft bei den gewählten Drahtabständen. Denn wenn eine solche bemerkbar

wäre, so müsste diese Störung für den Drahtabstand $a = 1,8$ cm weit stärker auftreten, als für den Drahtbestand 1 cm.¹⁾

Im Folgenden theile ich Versuche mit, die mit halber Drahtdicke angestellt worden sind, zum Beweise dafür, dass der endliche galvanische Leitungswiderstand der Drähte keine bemerkbare Störung hervorruft.²⁾

3. Grosser Thontrog. $a = 1,8$ cm, $d = \frac{1}{2}$ mm.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	8,3	45,6	83,3	120,2	157,2	
Ber.	8,4	45,7	82,9	120,2	157,4,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,24$

Schluss:

Beob.	8,4	45,8	83,5	120,4	157,2	
Ber.	8,6	45,8	83,1	120,3	157,5,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,22$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 11,2$.

Beob.	1,62	3,62	5,73	7,73	9,83	11,93	13,94	15,96	17,98	20,02	22,10
Ber.	62	67	72	76	81	86	91	96	00	05	10

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,096. \quad n = 9,089; \quad n^2 = 82,61; \quad n_{17}^2 = 80,51.$$

4. Grosser Thontrog. $a = 1$ cm, $d = \frac{1}{2}$ mm.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	9,1	45,8	83,2	120,1	156,8	
Ber.	9,1	46,0	83,0	120,0	156,9,	$\frac{1}{2} \lambda = 36,95$

Schluss:

Beob.	8,9	45,8	82,8	119,8	156,8	
Ber.	8,9	45,8	82,8	119,8	156,8,	$\frac{1}{2} \lambda = 36,99$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 12,7$.

Beob.	1,76	3,78	5,89	7,92	9,97	12,03	14,11	16,08	18,13	20,21	22,24
Ber.	77	82	87	92	96	01	06	10	15	20	25

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,096. \quad n = 9,026; \quad n^2 = 81,47; \quad n_{17}^2 = 79,92.$$

Um noch auf andere Weise, als durch Variirung des Drahtabstandes a nachzuweisen, dass die seitliche Begrenzung der Flüssigkeit keine Störungen hervorruft³⁾, wurde eine Beobachtungsreihe gemacht, bei welcher der grosse Thonkasten

1) Vgl. „Abhandl.“ p. 26.

2) Vgl. „Abhandl.“ p. 28.

3) Vgl. „Abhandl.“ p. 26.

ganz mit Stanniol beklebt und mit einem Blechdeckel zugedeckt war. Auch die Schmalseiten des Troges, durch welche die Drahtleitung hindurchtrat, waren mit Stanniol beklebt, nur waren um die Eintrittspunkte der Drahtleitung zwei Kreise von je 2 cm Durchmesser frei gelassen. Weil der Flüssigkeitsanfang gerade wie bei den vorigen Versuchen in den ersten wahren electrischen Knoten gelegt werden sollte, so wurden besondere Versuche darüber angestellt, ob die Lage des Knotens durch die Stanniolbeklebung der Stirnseite nicht geändert war. Dies war aber nicht der Fall.

5. Grosser Thontrog, beklebt. $a = 1,8$ cm, $d = 1$ mm.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	8,5	46,1	83,2	120,2	157,9	
Ber.	8,6	45,9	83,2	120,5	157,8,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,29$

Schluss:

Beob.	8,5	46,3	83,3	120,6	158,0	
Ber.	8,7	46,0	83,3	120,7	158,0,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,33$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 12,9$.

Beob.	1,50	3,56	5,59	7,62	9,67	11,82	13,84	15,90	18,00	20,02
Ber.	48	54	60	66	72	78	84	91	97	03

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,123. \quad n = 9,050; \quad n^2 = 81,90; \quad n_1^2 = 80,42.$$

Bei den bisherigen Versuchen wurde der Flüssigkeitsanfang in den ersten wahren electrischen Knoten, der hinter dem Bügel B_1 ist, gelegt. Um dies ausführen zu können, bedarf man der Kenntniss des Unterschiedes zwischen den Knotenlagen des Bügels B_2 und den wahren Knoten auf der Drahtleitung, d. h. der sogenannten Bügelverkürzung. Betreffs ihrer Bestimmung verweise ich auf die eingangs genannte Arbeit. Wie ich dort erwähnt habe, ruft die 1,1 cm dicke Vorderwand des Troges keine über 1,5 mm betragende Verschiebung der Knotenlagen hervor. Dies ergab sich aus Ermittlung der Knotenlagen auf der Drahtleitung, welche den leeren Thontrog durchsetzt. Es ist nun aber noch die Frage, ob dasselbe eintritt, wenn die Vorderwand des Troges nicht beiderseitig an Luft angrenzt, sondern theils an Luft, theils an Wasser. Um diese Frage entscheiden zu können, habe ich eine Drahtleitung etwa 10 cm vor dem ersten electrischen

Knoten hinter B_1 rechtwinklig nach unten umgebogen, sodass sie vertical in ein grösseres Wassergefäss eintrat. Die Wasseroberfläche befand sich in dem ersten wahren electrischen Knoten. Es wurden dann mit Hülfe eines an einem geeigneten Halter befestigten Bügels B_2 die erste Bauch- und Knotenlage dieses Bügels B_2 im Wasser bestimmt. Nun wurde eine 1 cm dicke Petroleumschicht auf das Wasser aufgegossen. Dadurch veränderten sich die Bauch- und Knotenlage von B_2 gar nicht. Wenn man also dieses Verhalten einer Petroleumschicht übertragen darf auf das Verhalten der Thontrogwand, so ist dieselbe ganz indifferent, d. h. die electrischen Wellen vertheilen sich im Drahtsystem ebenso, als ob das Wasser direct an Luft angrenzte.

Im Folgenden theile ich Beobachtungen mit, bei denen absichtlich der Wasseranfang nicht genau in den wahren electrischen Knoten gelegt wurde, sondern um eine Distanz b vor (negatives b) oder hinter (positives b) den wahren Knoten, um hieraus entstehende Unterschiede festzustellen.

6. Grosser Thontrog. $a = 1,8$ cm, $d = 1$ mm, $b = +5$ mm.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	7,8	44,6	80,8	117,9	155,2	
Ber.	7,6	44,5	81,3	118,1	154,9	$\frac{1}{2} \lambda = 36,81$

Schluss:

Beob.	7,8	44,7	81,5	118,5	154,9	
Ber.	7,9	44,7	81,5	118,3	155,1	$\frac{1}{2} \lambda = 36,80$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 13,7$.

Beob.	1,76	3,69	5,91	7,85	9,84	11,99	13,97	16,00	18,01
Ber.	78	77	81	85	88	92	96	00	04

Beob.	20,10	22,07	24,12	26,17	28,24	30,32	32,35
Ber.	08	12	16	19	23	27	31

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,077. \quad n = 9,027; \quad n^2 = 81,48; \quad n_1^2 = 80,29.$$

7. Grosser Thontrog. $a = 1,8$ cm, $d = 1$ mm, $b = +6$ mm.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	8,1	45,6	82,5	119,1	156,4	
Ber.	8,3	45,3	82,3	119,3	156,4	$\frac{1}{2} \lambda = 37,02$

Schluss:

Beob.	8,2	45,4	82,6	119,2	156,1	
Ber.	8,3	45,3	82,3	119,3	156,2	$\frac{1}{2} \lambda = 36,97$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 10,1$.

Beob.	1,53	1,60	1,62	1,64	1,72	11,76	11,76	11,87	17,85
Ber.	55	59	63	66	70	74	78	82	85
Beob.	19,84	21,91	23,99						
Ber.	89	93	97						

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,076. \quad n = 9,078; \quad n^2 = 82,41; \quad n_{17}^2 = 79,91.$$

8. *Grosser Thontrog.* $a = 1,8$ cm, $d = 1$ mm, $b = -9$ mm.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	7,0	44,4	80,5	117,8	153,4	
Ber.	7,4	44,0	80,6	117,2	153,8,	$\frac{1}{2} \lambda = 36,61$

Schluss:

Beob.	7,0	43,6	80,1	116,5	153,2	
Ber.	7,0	43,5	80,1	116,6	153,1,	$\frac{1}{2} \lambda = 36,52$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 12,3$.

Beob.	2,16	4,09	6,14	8,18	10,15	12,21	14,21	16,20	18,23	20,21	22,22
Ber.	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,021. \quad n = 9,092; \quad n^2 = 82,66; \quad n_{17}^2 = 80,96.$$

Vergleicht man die Resultate der Beobachtungsreihen 6, 7, 8, so bemerkt man, dass ein positives b einen kleineren Brechungsexponenten, ein negatives b einen grösseren als den Normalwerth (für $b = 0$) liefert. Diese Thatsache ist theoretisch erklärbar, da aber diese Erklärung hier ziemlich viel Raum erfordern würde, so verweise ich auf die Arbeit: „Zur Theorie stehender electrischer Drahtwellen“.¹⁾ Dort ist auch abgeleitet, dass man für $b = 0$ die richtigen Werthe für n erhält.

Nach 6, 7 und 8 würde eine Verkleinerung von b um 10 mm eine scheinbare Vergrösserung des n_{17}^2 um etwa 0,6 verursachen.

Um den Einfluss der Lage des Flüssigkeitsanfangs noch directer zu constatiren, habe ich Beobachtungen gemacht, in welchen unmittelbar nacheinander dem Flüssigkeitsanfang verschiedene Lagen gegeben wurden, während die Lage der Brücke B_1 und damit die Länge λ der benutzten Wellen in Luft unverändert blieb. Dies sind folgende beiden Beobachtungsreihen.

1) Abhandl. der sächs. Gesellsch. der Wissensch., math.-phys. Kl. 23. p. 63. 1896.

9. *Grosser Thontrog.* $a = 1,8 \text{ cm}$, $d = 1 \text{ mm}$, $b = + 8 \text{ mm}$.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	8,1	45,6	82,5	119,3	156,2	
Ber.	8,4	45,4	82,3	119,3	156,3,	$\frac{1}{2} \lambda = 36,99$

Schluss:

Beob.	8,1	45,7	82,5	118,9	155,8	
Ber.	8,5	45,3	82,2	119,1	155,9,	$\frac{1}{2} \lambda = 36,86$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 10,2$.

Beob.	1,55	3,58	5,65	7,64	9,74	11,80	13,77	15,81
Ber.	55	59	63	67	71	75	79	83

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,079. \quad n = 9,054; \quad n^2 = 81,97; \quad n_{17}^2 = 79,51.$$

10. *Grosser Thontrog.* $a = 1,8 \text{ cm}$, $d = 1 \text{ mm}$, $b = - 7 \text{ mm}$.

Wellen in Luft vgl. 9.

Wellen in Wasser, $\vartheta = 10,7$.

Beob.	1,80	3,85	5,88	7,88	9,96	11,99	13,86	15,01
Ber.	82	85	87	89	91	94	96	98

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,046. \quad n = 9,127; \quad n^2 = 83,30; \quad n_{17}^2 = 81,02.$$

Nach diesen beiden Beobachtungsreihen würde eine Verkleinerung des b um 15 mm eine Vergrößerung des n^2 um 1,5, also eine Veränderung des b um 10 mm eine Veränderung des n^2 um 1,0 bewirken.

Die bisher mitgetheilten Beobachtungsreihen 1 bis 10 zeigen eine sehr gute Uebereinstimmung. Reducirt man nämlich die Resultate der Reihen 1 bis 10 auf $b = 0$, indem man als Mittel annimmt, dass eine Verkleinerung des b um 10 mm eine scheinbare Vergrößerung des n_{17}^2 um 0,80 hervorruft, so sind die Resultate der Beobachtungsreihen für n_{17}^2 folgende:

n_{17}^2	n_{17}^2	n_{17}^2
1. 80,16	5. 80,42	9. 80,15
2. 80,30	6. 80,69	10. 80,46
3. 80,51	7. 80,39	Mittel 80,32
4. 79,92	8. 80,24	

Hiernach würde der mittlere Fehler des Mittels 0,07 sein, d. h. n_{17}^2 wäre auf 1 ‰ genau bestimmt. Indess ergeben variirte Nebenumstände grössere Abweichungen, sodass obige Genauigkeit nicht als wirklich erreicht anzusehen ist.

Zunächst habe ich untersucht, ob Feuchtigkeit der Vorderwand des Troges Einfluss hätte. Durch eine Verletzung in der

Glasur an der Eintrittsstelle der Drähte wurde nämlich etwas Wasser in die Trogwand eingesaugt. Wie die oben p. 24 genannten Versuche mit der vorgelagerten Petroleumschicht lehren, hat zwar die Vorlagerung einer 1 cm dicken Schicht, deren Dielectricitätsconstante keinen grossen Betrag besitzt, keinen Einfluss auf die Wellen im Wasser, indess ist doch die Frage, ob eine feuchte Thonwand nicht eine grosse Dielectricitätsconstante besitzt, und dementsprechend Einfluss gewinnen kann. Denn ein solcher muss ja offenbar vorhanden sein, wenn die Thonwand denselben Brechungsexponenten, wie das Wasser, besitzen sollte. Der Effect müsste dann derselbe sein, als ob der Wasseranfang um die Dicke der Wand näher an die Brücke B_1 gerückt wäre, d. h. n müsste bei feuchter Thonwand grösser ausfallen, als bei trockener. — Dieser extreme Fall wird nun allerdings nie eintreten, und in Wirklichkeit scheint n durch die Feuchtigkeit der Thonwand gerade im entgegengesetzten Sinne etwas beeinflusst zu sein; jedenfalls muss aber dieser Umstand zur Erreichung der grössten Sicherheit einer Prüfung unterzogen werden.

Der Thontrog wurde mehrere Tage in der Nähe eines stark geheizten Ofens getrocknet, und sodann die schadhaften Stellen der (Innen-) Glasur mit Schellack überzogen. Es konnte dann, selbst wenn Wasser mehrere Tage lang im Trog gestanden hatte, keine Feuchtigkeit der Trogwand an der Aussen-seite wahrgenommen werden.

11. *Grosser Thontrog, getrocknet.* $a = 1,8$ cm, $d = 1$ mm, $b = 0$.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	6,6	43,8	81,3	118,5	155,6	
Ber.	6,6	43,9	81,2	118,4	155,7,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,26$

Schluss:

Beob.	6,7	43,9	81,2	118,2	155,5	
Ber.	6,7	43,9	81,1	118,3	155,5,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,20$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 13,5$.

Beob.	1,65	3,63	5,74	7,82	9,84	11,86	13,91	15,96	17,97
Ber.	64	68	73	78	82	86	91	96	00

Beob.	20,03	22,05	24,19
Ber.	04	09	14

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,090. \quad n = 9,103; \quad n^2 = 82,86; \quad n_1^2 = 81,59.$$

Nach Verlauf von mehreren Monaten wurde dieser Versuch mit destillirtem Wasser anderer Herkunft wiederholt.

12. *Grosser Thontrog, getrocknet.* $a = 1,8$ cm, $d = 1$ mm, $b = 0$.

Wellen in der Luft.

	Anfang:				
Beob.	6,4	43,9	81,2	118,9	
Ber.	6,4	43,9	81,3	118,8,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,48$

	Schluss:				
Beob.	6,4	44,0	81,5	118,8	
Ber.	6,5	43,9	81,4	118,9,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,47$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 13,4$.

Beob.	1,63	3,73	5,71	7,77	9,81	11,92	13,91	15,01	18,01	20,08
Ber.	64	69	74	79	84	88	93	97	02	07
$\frac{1}{2} \lambda' = 4,097. \quad n = 9,147; \quad n^2 = 83,67; \quad n_{17}^2 = 82,37.$										

Die Beobachtungen 12 für die Wellen im Wasser sind die Mittel aus drei Reihen, bei deren erster kein dritter Bügel B_3 auf den Drähten lag, während bei der zweiten ein Bügel B_3 um 2,4 cm vor dem Kastenende, d. h. um 45,6 cm vom Wasseranfang entfernt lag; bei der dritten Reihe lag ein Bügel B_3 um 47,6 cm vom Wasseranfang entfernt auf. Letztere Lage entspricht maximaler Resonanz der Drahtleitung zwischen den Bügeln B_2 und B_3 mit der Leitung zwischen B_1 und B_2 , falls B_2 in einer Knotenlage ist; dagegen wird diese Resonanz bei der Entfernung $B_3 = 45,6$ cm vom Wasseranfang vollständig vernichtet. Indessen zeigte sich kein¹⁾ Einfluss der Lage oder des Vorhandenseins des Bügels B_3 .

Die Resultate der Reihen 11 und 12 weichen erheblich ab von denen der vorigen Reihen. Ob die letzteren Resultate zuverlässiger sind, d. h. ob die Feuchtigkeit der Trogwand wirklich einen erheblichen Fehler verursacht, kann entschieden werden durch Versuche mit anderen Flüssigkeitsbehältern. In dieser Beziehung ist jedenfalls der Blechkasten einwandfrei, da seine Vorderwand aus Ebonit bestand.

1) Es liegt dies an der grossen Entfernung, welche B_3 von den beobachteten Knotenlagen des B_2 besitzt. Wenn B_3 dem B_2 bis auf wenige Centimeter genähert wird, so ist ein Einfluss erkennbar. Vgl. „Abhandl.“ p. 33.

13. *Blehtrog.* $a = 1,8 \text{ cm}$, $d = 1 \text{ mm}$, $b = 0$.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	6,7	44,3	81,6	119,0	156,4	
Ber.	6,8	44,2	81,6	119,0	156,4,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,41$

Schluss:

Beob.	6,7	44,1	81,3	118,5	155,8	
Ber.	6,7	44,0	81,3	118,5	155,8,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,27$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 10,2$.

Beob.	1,40	2,39	3,47	4,50	5,55	6,63	7,61	8,63	9,70	10,77
Ber.	38	42	46	50	54	59	63	67	71	75

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,081. \quad n = 9,150; \quad n^2 = 83,71; \quad n_{17}^2 = 81,25.$$

14. *Blehtrog.* $a = 1,8 \text{ cm}$, $d = 1 \text{ mm}$, $b = 0$.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	6,7	44,7	82,2	120,0	
Ber.	6,8	44,5	82,3	120,0,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,74$

Schluss:

Beob.	6,7	44,5	82,1	119,9	
Ber.	6,7	44,4	82,2	119,9,	$\frac{1}{2} \lambda' = 37,72$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 14,2$.

Beob.	1,44	2,58	3,62	4,72	5,79	6,83	7,97	9,09	10,03
Ber.	47	55	62	70	77	85	92	99	07

Beob.	20,11	22,17	24,34
Ber.	14	22	29

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,148. \quad n = 9,096; \quad n^2 = 82,74; \quad n_{17}^2 = 81,73.$$

Die Zahlen 14 für die Wellen in Wasser sind gerade wie die Zahlen der Reihe 12 die Mittel aus drei Beobachtungsreihen, bei deren ersten kein Bügel B_3 auflag, während bei der zweiten ein Bügel B_3 sich auf einer Knotenlage (56,4 cm vom Wasseranfang entfernt, maximale Resonanz), bei der dritten auf einer Bauchlage (58,4 cm vom Wasseranfang entfernt, minimale Resonanz) befand. Es war aber, gerade wie bei der Reihe 12 kein Unterschied für diese drei Fälle zu constatiren.

Ich theile im Folgenden Beobachtungen mit, welche bei falscher Lage des Flüssigkeitsanfangs angestellt wurden. Derselbe befand sich vor dem ersten wahren electrischen Knoten, b ist negativ, $(n_{17}^2)_{\text{corr.}}$ bedeutet den für $b = 0$ reducirten Werth von n_{17}^2 , wenn man nach p. 26 die Correction 0,80 für $b = 10 \text{ mm}$ anwendet.

15. *Blechtrog.* $a = 1,8 \text{ cm}$, $d = 1 \text{ mm}$, $b = -8 \text{ mm}$.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	4,0	40,4	77,2	113,6	
Ber.	4,0	40,5	77,1	113,7,	$\frac{1}{2} \lambda = 36,56$

Schluss:

Beob.	4,0	40,5	77,2	113,9	
Ber.	4,0	40,6	77,2	113,8,	$\frac{1}{2} \lambda = 36,60$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 13,8$.

Beob. —	2,62	5,61	7,74	9,75	11,67	13,65	15,68	17,69	19,67
Ber. —	65	66	67	67	68	69	69	70	71

Beob.	21,76	23,76
Ber.	72	73

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,015. \quad n = 9,111; \quad n^2 = 83,00; \quad n_{17}^2 = 81,84;$$

$$(n_{17}^2)_{\text{corr.}} = 81,20.$$

16. *Blechtrog.* $a = 1,8 \text{ cm}$, $d = 1 \text{ mm}$, $b = -13 \text{ mm}$.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	4,5	41,8	78,8	116,1	
Ber.	4,5	41,7	78,9	116,1,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,18$

Schluss:

Beob.	4,6	41,9	79,1	116,2	
Ber.	4,7	41,9	79,0	116,2,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,17$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 17,2$.

Beob. —	4,02	6,03	8,18	10,26	12,28	14,29	16,30	18,34	20,43	22,37
Ber. —	06	10	14	19	23	27	31	35	40	44

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,083. \quad n = 9,106; \quad n^2 = 82,92; \quad n_{17}^2 = 82,99;$$

$$(n_{17}^2)_{\text{corr.}} = 81,95.$$

Wenn auch den Beobachtungen 15 und 16, namentlich der letzteren, kein sehr grosses Gewicht beizulegen ist wegen des ziemlich erheblichen Betrages der Correction der Lage b , so bestätigen sie doch durchaus das Resultat der Beobachtungen 13 und 14, dass die grossen Werthe von n_{17}^2 , welche mit dem getrockneten Thontrog erhalten sind, die richtigen sein werden, und nicht die kleinen Werthe der p. 26. Dies wird auch bestätigt durch Versuche mit dem kleinen Thontrog. Die Glasur desselben war unverletzt, sodass seine Wände trocken blieben:

17. Kleiner Thontrog. $a = 1,8$ cm, $d = 1$ mm, $b = 0$.

Wellen in Luft, vgl. 14.

Wellen in Wasser, $\vartheta = 14,6$.

Beob.	1,62	3,87	5,98	8,03	9,98	12,12	14,12	16,27	18,37	20,32
Ber.	77	84	91	97	04	11	18	25	31	38

$\frac{1}{2}\lambda' = 4,137$. $n = 9,120$; $n^2 = 83,17$; $n_{17}^2 = 82,30$.

Bei diesen Beobachtungen ist ebenfalls mit und ohne hinteren Bügel B_3 beobachtet worden (in Distanz 27,6 cm hinter Wasseranfang). Ein Unterschied für die Knoten — bez. Bauchlagen von B_2 war nicht zu constatiren. Nur für die hinter 20,32 liegenden Bäuche, bez. Knoten trat sichtlich ein Einfluss von B_3 zu Tage, weil die Distanz zwischen B_2 und B_3 zu gering wurde. Daher sind diese Lagen von B_2 nicht zur Berechnung von $\frac{1}{2}\lambda$ herangezogen.

18. Kleiner Thontrog. $a = 1,8$ cm, $d = 1$ mm, $b = 0$.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	6,8	44,4	82,1	120,0
Ber.	6,7	44,5	82,2	119,9,

$\frac{1}{2}\lambda = 37,73$

Schluss:

Beob.	6,7	44,5	82,3	120,2
Ber.	6,7	44,5	82,3	120,2,

$\frac{1}{2}\lambda = 37,83$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 13,7$.

Beob.	1,60	3,90	5,94	8,04	10,03	12,13	14,09	16,37	18,36	20,45
Ber.	73	81	89	97	05	13	21	29	37	45

$\frac{1}{2}\lambda' = 4,158$. $n = 9,086$; $n^2 = 82,56$; $n_{17}^2 = 81,36$.

Diese Beobachtungen für Wasser sind wiederum das Mittel aus drei Reihen, welche mit und ohne hinteren Bügel B_3 (bei 27,7 bez. 29,7 cm Abstand vom Wasseranfang) angestellt worden sind. Ein deutlicher Unterschied in den Reihen war nicht zu constatiren.

19. Kleiner Thontrog. $a = 1,8$ cm, $d = 1$ mm, $b = + 5$ mm.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	6,2	43,9	81,1	118,8
Ber.	6,2	43,8	81,3	118,8,

$\frac{1}{2}\lambda = 37,50$

			Schluss:			
Beob.	6,2	43,9	80,8	118,6		
Ber.	6,3	43,7	81,1	118,5,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,41$	

Wellen in Wasser, $\vartheta = 14,4$.

Beob.	1,56	3,68	5,84	7,90	9,95	11,95	14,00	16,12	18,12	20,32
Ber.	63	70	77	84	91	98	05	12	19	26

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,141. \quad n = 9,046; \quad n^2 = 81,83; \quad n_{17}^2 = 80,89;$$

$$(n_{17}^2)_{\text{corr.}} = 81,29.$$

Die Beobachtungen wurden ohne hinteren Bügel B_3 angestellt.

Im Folgenden sind die Resultate der Beobachtungen 11 bis 19 zusammengestellt. Für die Fälle, in welchen der Wasseranfang nicht genau in dem wahren electrischen Knoten lag ($b \geq 0$), ist der auf $b = 0$ corrigirte Werth von n^2 benutzt.

Grosser Thontrog:	$n_{17}^2 = 81,59$	Mittel 81,98
	82,37	
	81,25	
Blechtrog:	81,73	Mittel 81,53
	81,20	
	81,95	
Kleiner Thontrog:	82,30	Mittel 81,65
	81,36	
	81,29	
Mittel: $81,67 \pm 0,10$		

Der mittlere Fehler des Mittels ist nach diesen Beobachtungen 0,15, der wahrscheinliche Fehler 0,10. *Es erscheint daher n_{17}^2 auf mindestens 2‰ , d. h. der Brechungsexponent n selbst auf 1‰ genau bestimmt.* Indess halte ich es nicht für ausgeschlossen, dass durch die Anwesenheit der vorderen Trogwand, d. h. durch den Umstand, dass die Drahtleitung nicht direct von Luft in Wasser übertritt, kleine Fehler herbeigeführt werden, die den Betrag 2‰ für n^2 überschreiten. Wenn man nämlich die einzelnen Beobachtungsreihen betrachtet, so überrascht die Genauigkeit, mit welcher sich die beobachteten Bauch- resp. Knotenlagen im allgemeinen den berechneten anschliessen. Infolgedessen müsste die Bestimmung von n schon bei einer einzelnen Reihe von sehr grosser Genauigkeit sein. Diese sehr grosse Genauigkeit der Einzelbestimmung wird aber illusorisch, wenn man die Resultate der verschiedenen Reihen untereinander vergleicht, die zum

Theil Abweichungen von über 1 Proc. untereinander zeigen. Diese Abweichungen sind beim Blechtrog geringer als bei den Thontrögen, und ich kann mir nur denken, dass der verschiedene Feuchtigkeitszustand der Thontrogwände immer noch etwas Einfluss besitzen wird. Andere Ursachen für die Abweichung der verschiedenen Reihen voneinander weiss ich wenigstens vorläufig nicht zu nennen. Auf die zeitliche Dämpfung der vom Erreger entsandten Wellen kommt es nicht an und zudem ändert sie sich nicht bemerkbar, die Drähte sind immer blank gehalten worden, und schliesslich kann eine geringe Abweichung der Eigenschwingungen der Zehnder'schen Röhre, welche zum Erkennen der stehenden Wellen benutzt wurde (vgl. „Abhandl.“ p. 8), von der Schwingungsdauer der Erregerwellen keine systematischen Fehler veranlassen. Denn da stets dieselbe Zehnder'sche Röhre mit ganz constanter Resonatorleitung benutzt wurde, müssten sich systematische Abweichungen in den Resultaten je nach der benutzten Wellenlänge λ zeigen. Dies ist aber nicht der Fall, wie ein Blick auf die mitgetheilten Beobachtungen lehrt.

Denkbar wäre auch, dass der Brechungsexponent des Wassers vielleicht nicht unter allen Umständen derselbe ist. Dies halte ich aber für sehr unwahrscheinlich; irgend ein Einfluss der Leitfähigkeit hat sich jedenfalls nicht geltend gemacht, ebensowenig etwaige Schwankungen des Luftgehaltes (vgl. oben p. 20).

Da das zuletzt gewonnene Mittel für n_{17}^2 , nämlich 81,67, um 2 Proc. von dem Mittel abweicht, welches p. 26 aus den Beobachtungen bei feuchter Trogwand abgeleitet worden ist (80,32), so mag auch das letzte Resultat: $n_{17}^2 = 81,67$, wegen des Vorhandenseins einer Trogwand überhaupt etwa auf $\frac{1}{2}$ Proc. als sicher angesehen werden.¹⁾

1) In den „Abhandl.“ habe ich $n_{17}^2 = 80,2$ für diese Schwingungen angegeben. (In der dortigen Tabelle p. 55 ist ein Druckfehler stehen geblieben, die Zahlen 80,2 und 79,7 müssen in ihren Columnen vertauscht werden.) Wie ich schon dort bemerkte, sollte jene Zahl, die aus Beobachtungen bei feuchter Trogwand gewonnen war, keine definitive für Wasser sein. In der That ist sie nach den hier gemachten Angaben zu corrigiren. — Die dort für die anderen Substanzen angegebenen Zahlen bedürfen keiner Correctur, da sie im kleinen Thontrog untersucht wurden, dessen Wände trocken blieben. Auch das dort p. 37 ausgesprochene

Vergleicht man die hier gewonnene Zahl für das Quadrat des electrischen Brechungsexponenten des Wassers mit der von anderen Beobachtern für sehr viel langsamere Schwingungen abgeleiteten Dielectricitätsconstante ϵ des Wassers, so sind in erster Linie die Beobachtungen von Heerwagen¹⁾ heranzuziehen, welche wohl die sorgfältigsten sind. Nach Heerwagen ist

$$\epsilon_{17} = 80,88 \pm 0,01.$$

Heerwagen sagt, dass der sehr geringe wahrscheinliche Fehler $\pm 0,01$ durch andere Fehlerquellen bedeutend überschritten werden kann.

Nach Franke²⁾ ist

$$\epsilon_{17} = 81,65.$$

Beide Forscher haben ponderomotorische electrische Kräfte im Wasser mit den entsprechenden in Luft verglichen.

Nach Nernst³⁾, welcher Capacitätsmessungen benutzte, ist

$$\epsilon_{17} = 80,0.$$

Diese drei, auf verschiedenen Wegen erhaltenen Resultate stimmen nicht in der Weise überein, dass man mit völliger Sicherheit behaupten könnte, dass für die hier benutzten schnellen Schwingungen $n^2 > \epsilon$ sei. Da aber den Beobachtungen von Heerwagen und Nernst wohl ein grösseres Gewicht, als den Franke'schen beizulegen ist, so scheint nach den bisherigen Beobachtungen *doch das Quadrat des electrischen Brechungsexponenten des Wassers für schnelle Schwingungen etwas grösser, als die Dielectricitätsconstante des Wassers zu sein*, was für eine ganz schwach auftretende normale electrische Dispersion des Wassers sprechen würde. Diese Ansicht wird gestützt durch die unten mitgetheilten Versuche mit einem grösseren und einem kleineren Erreger. Die normale Dispersion ist theoretisch zu erwarten, da für electrische Schwingungen bisher keine auswählenden Absorptionsgebiete des Wassers beobachtet

Resultat, dass die Dielectricitätsconstante des Wassers bis zur Schwingungszahl 400 Millionen pro Secunde *innerhalb 1 Proc. constant* ist, bedarf noch keiner Aenderung.

1) F. Heerwagen, Wied. Ann. 48. p. 35. 1893; 49. p. 272. 1893.

2) A. Franke, Wied. Ann. 50. p. 169. 1893.

3) W. Nernst, Ztschr. f. phys. Chem. 14. p. 622. 1894.

worden sind, während sie für noch kürzere Wellen (ultrarothe) entschieden auftreten müssen. — Benutzt man indess die Heerwagen'sche Zahl für ϵ , so liegt die normale Dispersion des n^2 innerhalb 1 Proc. bis zu Schwingungen der Luftwellenlänge $\lambda = 75$ cm herauf.

Ich habe noch Beobachtungen mit den oben p. 18 beschriebenen Glaskästen angestellt, welche wesentlich weniger Flüssigkeit erfordern (750 cm^3 , bez. 270 cm^3), um zu sehen, wie weit man die Dimensionen des Flüssigkeitsbehälters verringern kann, ohne merkliche Fehler zu begehen. Ich theile zunächst zwei Reihen mit, bei deren erster (I) kein Bügel B_3 , während bei der zweiten Reihe (II) ein Bügel B_3 in einer Knotenlage (28 cm vom Wasseraufang) aufgelegt war. Das Flüssigkeitsende (30 cm) lag in einem electrischen Bauch. Die Indices a) und b) beziehen sich darauf, dass beim Index a) alle Beobachtungen zur Berechnung benutzt, während beim Index b) die beiden letzten Beobachtungen ausgeschlossen worden sind.

20. Grosser Glastrog. $a = 1 \text{ cm}$, $d = 1 \text{ mm}$, $b = 0$.

Wellen in Luft.

Schluss:

Beob.	6,15	42,9	79,5	116,4	
Ber.	6,15	42,9	79,6	116,4	$\frac{1}{2} \lambda = 36,75$

Wellen in Wasser, $\delta = 16,2$.

Beob. I.	1,75	3,80	5,89	7,95	9,95	11,96	13,98	15,09	16,27
Ber. a)	76	81	86	91	96	00	05	10	15
b)	75	80	85	91	96	01	06	11	17

Beob. I. 20,22 22,23 24,25

Ber. a) 20 24 29

b) 22 27 32

Beob. II.	1,78	3,82	5,92	7,96	9,94	12,00	14,09	16,13	18,29
Ber. a)	76	82	87	92	97	03	08	13	18
b)	75	81	86	92	98	04	09	15	20

Beob. II. 20,24 22,30 24,29

Ber. a) 24 29 34

b) 26 32 38

$\frac{1}{2} \lambda' : I a = 4,096$, $II a = 4,106$, $I b = 4,104$, $II b = 4,114$.

Wie man sieht, differiren die Resultate I und II, d. h. mit und ohne B_3 , nur um $\frac{1}{4}$ Proc. Ebenso ist der Unterschied zwischen den Resultaten a) und b) nur $\frac{1}{4}$ Proc. Nimmt man (um den beiden letzten Beobachtungen nur das halbe

Gewicht beizulegen) aus allen vier berechneten $\frac{1}{2}\lambda'$ das Mittel, so entsteht

$$\frac{1}{2}\lambda' = 4,105.$$

Daher

$$n = 8,953; n^2 = 80,15; n_{17}^2 = 79,86.$$

Dieser Werth von n_{17}^2 unterscheidet sich von dem wahrscheinlich richtigen Werthe 81,67 um etwas mehr als 2 Proc. Durch die beschränkten Dimensionen des Glastroges wird also ein merklicher Fehler herbeigeführt, indess wird dieser Fehler für andere Substanzen mit geringerem electrischen Brechungsexponenten wesentlich kleiner und daher ein derartiger Trog noch brauchbar sein.

21. *Kleiner Glastrog.* $a = 1$ cm, $d = 1$ mm, $b = 0$.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	7,2	44,1	81,4	118,3	
Ber.	7,2	44,2	81,3	118,3,	$\frac{1}{2}\lambda = 37,06$

Schluss:

Beob.	7,1	44,4	81,5	118,7	
Ber.	7,1	44,3	81,5	118,7,	$\frac{1}{2}\lambda = 37,19$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 17,0$. (Ohne B_3 .)

Beob.	1,73	3,82	5,99	8,14	10,23	12,30	14,42	16,53	18,62
Ber.	77	87	98	09	19	30	40	51	62

Beob. 20,75 22,78 24,91

Ber. 72 83 93

$$\frac{1}{2}\lambda' = 4,212. \quad n = 8,815; n_{17}^2 = 77,71.$$

Dieser kleine Trog liefert also 5 Proc. zu kleine Werthe für n^2 . Trotzdem wird er Dienste leisten können, wenn man Substanzen beobachten will, von denen grössere Mengen schwer zu beschaffen sind. Man kann dann in dem kleinen Troge die zu untersuchende Substanz mit einer anderen, deren electrischer Brechungsexponent bekannt ist, und der von ungefähr gleicher Grösse sein muss, vergleichen.

Im Folgenden theile ich einige Beobachtungen mit, die mit einem grösseren Erreger und dementsprechend grösseren Wellenlängen angestellt worden sind. Die Resultate für n sind nicht so genau, wie beim kleinen Erreger, weil einerseits weniger Wellen im Wasser wegen der beschränkten Länge der Tröge zu messen sind, und weil andererseits das Flüssigkeitsende und seine Begrenzung (Lage eines Bügels B_3) hier mehr Einfluss gewinnen kann.

Grosser Erreger.

22. Grosser Thontrog (getrocknet), $a = 1,8$ cm, $d = 1$ mm,
 $b = 0$.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	12,9	113,7	212,5	
Ber.	12,9	113,7	212,5;	$\frac{1}{2} \lambda = 99,80$

Schluss:

Beob.	13,0	113,0	212,5	
Ber.	13,1	112,9	212,5,	$\frac{1}{2} \lambda = 99,75$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 13,5$.

Beob. I.	5,14	10,16	10,14	21,32	27,09	32,32	38,05	
Ber.	4,96	10,46	10,96	21,46	26,96	32,46	37,96,	$\frac{1}{2} \lambda' = 11,00$

Beob. II.	5,14	10,59	10,16	21,58	27,14	32,67	38,06	
Ber.	5,13	10,63	10,12	21,62	27,12	32,61	38,11,	$\frac{1}{2} \lambda' = 10,99$

Bei der Reihe I lag kein Bügel B_3 auf den Drähten, das Flüssigkeitsende (welches wegen sehr starker Reflexion der Wellen ähnlich wie ein Metallbügel wirkt) lag bei 48,4, d. h. in einem electrischen Bauche. — Bei der Reihe II lag ein Bügel B_3 auf 42,3, d. h. in einem electrischen Knoten (für diese Lage ist die Bügelverkürzung mit zu berücksichtigen). Die Resultate der Reihen I und II unterscheiden sich nur unmerklich (1^0_{00}), obwohl die Reihe II sich den Berechnungen viel besser anschliesst, als die Reihe I. Bei dieser tritt nämlich die Eigenthümlichkeit zu Tage, dass die Knoten nicht mitten zwischen die Bäuche fallen, sondern nach dem Flüssigkeitsanfang zu verschoben sind. Die Bäuche sind in beiden Reihen I und II übereinstimmend. Hält man daher die Knoten der Reihe I durch Beeinflussung des Flüssigkeitsendes für falsch, schliesst sie dementsprechend von der Berechnung aus, so folgt aus der Benutzung der Bäuche der Reihe I: $\frac{1}{2} \lambda' = 10,97$, also auch nur ein unbedeutend anderer Werth, als er oben bei Benutzung von Bäuchen und Knoten berechnet ist.

Es folgt so:

$$n = \frac{99,78}{10,99} = 9,079; n^2 = 82,43; n_{17}^2 = 81,17.$$

23. *Blechtrog.* $a = 1,8$ cm, $d = 1$ mm, $b = 0$.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	13,5	113,5	212,8	
Ber.	13,6	113,3	212,9	$\frac{1}{2} \lambda = 99,65$

Schluss:

Beob.	13,4	113,6	213,1	
Ber.	13,5	113,4	213,2	$\frac{1}{2} \lambda = 99,85$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 13,8$.

Beob. I.	5,07	10,40	16,20	21,95	27,27	32,53	38,33	
Ber.	06	60	14	68	22	76	30,	$\frac{1}{2} \lambda' = 11,08$
Beob. II.	5,16	10,31	16,13	21,73	27,17	32,44	38,33	
Ber.	02	55	0,8	61	14	67	20,	$\frac{1}{2} \lambda' = 11,06$

Bei der Reihe I lag kein Bügel B_3 auf den Drähten, das Flüssigkeitsende lag bei 60,0, d. h. in einem electrischen Bauche. Die Störung, welche bei 22 zu Tage trat, dass die Knoten nicht mitten zwischen den Bäuchen liegen, ist hier nicht zu bemerken, vermuthlich weil der Trog länger, d. h. das Flüssigkeitsende weiter entfernt war. — Bei der Reihe II lag ein Bügel B_3 auf 54,0, d. h. in einem electrischen Knoten. — Die Resultate der Reihen I und II unterscheiden sich nur um 2^0_{00} . Es folgt

$$n = \frac{99,75}{11,07} = 9,011; n^2 = 81,20; n^2_{17} = 80,04.$$

24. *Kleiner Thontrog.* $a = 1,8$ cm, $d = 1$ mm, $b = 0$.

Wellen in Luft.

Anfang:	19,5	122,0,	$\frac{1}{2} \lambda = 102,5$
Schluss:	19,5	122,5,	$\frac{1}{2} \lambda = 103,0$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 11,6$.

Beob.	5,57	11,23	16,94
Ber.	56	25	93

$$\frac{1}{2} \lambda' = 11,37. \quad n = 9,031; n^2 = 81,59; n^2_{17} = 79,64.$$

Dies hier ermittelte n^2_{17} ist auffällig klein. Bei der Kürze des Kastens kann das Flüssigkeitsende (bei 31 cm) störend eingewirkt haben. Einen Bügel B_3 auf einen Bauch oder Knoten aufzulegen verbot sich, weil dann schon bei der dritten Beobachtung (16,9) B_2 in ziemliche Nähe von B_3 kommt und dann ein Einfluss leicht eintreten kann. — Zur Evidenz kann man einen solchen Einfluss zeigen, wenn B_3 starr mit B_2 ver-

bunden wird, sodass zwischen beiden 10 cm Distanz ist. Die Bauch- bez. Knotenlagen sind dann folgende:

Beob.	3,52	11,15	16,73
Ber.	53	13	74,
			$\frac{1}{2} \lambda' = 11,21$
	$n = 9,162; n^2 = 83,93; n_{1,7}^2 = 81,98.$		

Daher ist diesen Beobachtungen mit dem kleinen Thonkasten nicht dasselbe Gewicht beizulegen, wie den Beobachtungen mit dem grossen Thonkasten, bez. Blechkasten. Das Mittel aus diesen letzteren Beobachtungen ist

$$n_{1,7}^2 = 80,60.$$

Dieser Werth ist über 1 Proc. kleiner, als das Mittel der mit dem kleinen Erreger gewonnenen Zahl 81,67 (vgl. oben p. 33). Dies würde mit der Auffassung, dass geringe normale Dispersion auftritt (vgl. oben p. 34), gut vereinbar sein. Indess halte ich die hier mitgetheilten Beobachtungen mit dem grossen Erreger nicht für genügend, um diesen Schluss mit voller Sicherheit ziehen zu können. Man müsste dazu noch längere Tröge anwenden.

Allerdings gewinnt der Schluss auf normale Dispersion sehr an Wahrscheinlichkeit dadurch, dass mit einem sehr kleinen Erreger der grösste Werth von n^2 erhalten wurde. Ich lasse jetzt diese Versuche folgen. Der Erreger hielt nur 2,5 cm im Durchmesser. Eine über die Drähte gelegte Zehnder'sche Röhre (ohne Resonanzwirkung) sprach gut an, wenn die Drahtleitung isolirt blieb, oder eine nicht zu grosse Capacität an sie angelegt wurde. Daher konnten die Wellen in den beiden, p. 18 beschriebenen, mit Wasser gefüllten Glas-trögen mit Hülfe der Vacuumröhre gemessen werden; dagegen bei Benutzung des p. 18 beschriebenen kleinen Thontroges leuchtete die Vacuumröhre nicht mehr auf, weil die grössere Wassermasse schon fast wie eine Ableitung zur Erde wirkt¹⁾

1) Der Grund hierfür ist vermuthlich der, dass bei isolirter Drahtleitung die electrische Kraft bei Einsetzen der Entladung des Erregers so hoch ist, dass die Vacuumröhre entweder direct zu leuchten anfängt, oder dass doch wenigstens ihr Gasinhalt in einen derartigen Zustand (Ionisation) versetzt wird, dass er ein genügend empfindlicher Wellen-indicator für die sehr kurzen und daher schwachen electrischen Wellen wird. — Wenn eine grosse Capacität an das Drahtsystem angelegt wird, so fehlt die anfängliche Höhe der electrischen Kraft, und daher ist dann die Röhre unempfindlicher.

und daher wurde für den Thontrog ein über die Drähte gelegter Righi'scher Glasstreifen als Wellenindicator benutzt. Derselbe ist empfindlicher als eine Zehnder'sche Röhre, ich konnte aber mit letzterer, wenn sie überhaupt ansprach, stets mehr Wellen mit Sicherheit messen, als mit ersterem. Daher ist im allgemeinen eine Zehnder'sche Röhre für diese Versuche doch weit mehr zu empfehlen, als ein Righi'scher Wellenindicator.

Kleinsten Erreger.

25. *Kleiner Thontrog.* $a = 1$ cm, $d = 1$ mm, $b = 0$. Indicator: Righi'scher Glasstreifen.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	6,1	25,2	43,2	63,4	
Ber.	6,1	25,0	44,0	63,0,	$\frac{1}{2} \lambda = 19,0$

Schluss:

Beob.	6,1	24,9	43,1	62,7	
Ber.	6,0	24,8	43,6	62,4,	$\frac{1}{2} \lambda = 18,8$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 18,1$.

Beob.	6,79	1,83	3,94	3,92	4,89	3,98	7,00
Ber.	81	84	88	91	95	98	01.

$$\frac{1}{2} \lambda' = 2,07. \quad n = 9,13; \quad n^2 = 83,3; \quad n_{17}^2 = 83,7.$$

26. *Grosser Glastrog.* $a = 1$ cm, $d = 1$ mm, $b = 0$. Indicator: Vacuumröhre ohne Resonanz.

Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	6,4	25,5	45,0	64,6	
Ber.	6,3	25,7	45,1	64,5,	$\frac{1}{2} \lambda = 19,89$

Schluss:

Beob.	6,3	25,5	44,9	64,1	
Ber.	6,3	25,6	44,9	64,2,	$\frac{1}{2} \lambda = 19,30$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 20,7$.

Beob.	2,03	4,12	6,28	8,52	10,61
Ber.	00	16	31	47	62

$$\frac{1}{2} \lambda' = 2,156. \quad n = 0,897; \quad n^2 = 80,5; \quad n_{\text{corr}}^2 = 82,3; \quad n_{17}^2 = 83,6.$$

27. *Kleiner Glastrog.* $a = 1$ cm, $d = 1$ mm, $b = 0$. Indicator: Vacuumröhre ohne Resonanz.

Wellen in Luft (vgl. 26).

Wellen in Wasser, $\vartheta = 20,4$.

Beob.	1,97	4,11	6,38	8,55	10,64
Ber.	97	16	35	53	72

$$\frac{1}{2} \lambda' = 2,188. \quad n = 0,884; \quad n^2 = 78,2; \quad n_{\text{corr}}^2 = 82,2; \quad n_{17}^2 = 83,4.$$

Unter n_{corr}^2 sind die wegen der Kleinheit der Querdimensionen der Glaströge corrigirten Werthe von n^2 verstanden. Die Correction ist aus den obigen Beobachtungsreihen 20 und 21 entnommen, nach denen für den grossen Glaströg n^2 um 2,2 Proc., für den kleinen Glaströg n^2 um 5,1 Proc. zu klein ausfällt.

Die Resultate der Beobachtungsreihen 25, 26, 27 stimmen untereinander sehr gut überein. Es folgt als Mittel

$$n_{17}^2 = 83,6.$$

Da dieser Werth erheblich grösser als n_{17}^2 für $\lambda = 37$ cm ist, so ist hierdurch die normale Dispersion des Wassers constatirt, selbst wenn man für die zuletzt gewonnene Zahl von n^2 noch 1 Proc. Fehler zulässt.

Vereinigt man die oben p. 34 von Franke und Nernst gewonnene Zahl für $\varepsilon (= n^2)$ zum Mittelwerth 80,5, so würde sich die Abhängigkeit des n^2 von der in Luft gemessenen Wellenlänge λ folgendermaassen ergeben:

Dispersion des Wassers.

λ (cm)	∞	100	37	19
n^2	80,5	80,6	81,7	83,6.

Ich möchte die Beschreibung dieser Versuche nicht abbrechen, ohne noch den Einfluss, den eine falsche Lage des Flüssigkeitsanfangs ausübt. ($b \leq 0$), etwas näher besprochen zu haben. Wie schon oben p. 25 bei Beschreibung der Versuche mit dem kleinen Erreger gesagt ist, hat ein positives b , d. h. der Fall, dass der Flüssigkeitsanfang hinter dem ersten wahren electrischen Knoten liegt, zur Folge, dass der electrische Brechungsexponent zu klein ausfällt; umgekehrt bewirkt ein negatives b ein zu grosses n . — Neben dieser Erscheinung, d. h. eines geringen Einflusses des b auf die aus allen Beobachtungen zu berechnende Wellenlänge λ' , geht noch eine andere nebenher, nämlich die unsymmetrische gegenseitige Lage von Knoten und Bauch. Sie wird bei Anwendung des kleinen Erregers erst bemerkbar, wenn die Lage des Flüssigkeitsanfangs erheblich falsch ist. So lag für $b = -25$ mm der erste Knoten im Wasser um 2,18 cm entfernt vom ersten Bauch, dagegen um 1,98 cm entfernt vom zweiten Bauch. Diese Erscheinung wird sehr bemerkbar beim grossen Erreger.

Ich lasse hier Beobachtungen folgen, welche mit dem grossen Thontrog (und grossem Erreger) angestellt wurden. Die Zahlen bedeuten die gegenseitigen Abstände aufeinanderfolgender Bäuche und Knoten im Wasser. Die erste Zahl ist der Abstand des ersten Bauches vom ersten (im Wasser liegenden) Knoten.

$$b = 0:$$

5,26 5,86 5,62 5,23 5,16

$$b = -28 \text{ mm:}$$

7,81 3,43 7,60 3,71 7,45

$$b = +32 \text{ mm:}$$

3,00 8,02 3,06 7,73 3,19.

Diese Erscheinung erschöpfend theoretisch zu berechnen, wird kaum überwindliche Schwierigkeiten verursachen. Es ist ausserdem zu bedenken, dass hierbei die Lage des Flüssigkeitsendes Einfluss auf die Erscheinung gewinnen kann, wie ein Blick auf die Beobachtungsreihe 22 lehrt, in welcher auch für $b = 0$ eine, allerdings nur geringe, Unsymmetrie der gegenseitigen Lage von Knoten und Bäuchen vorhanden ist, die bei geeigneter Lage eines hinteren Bügels B_3 verschwindet.

Der erste Bauch liegt, falls der Flüssigkeitsanfang in einen wahren elektrischen Knoten fällt, näher als $\frac{1}{4}\lambda'$ an diesen heran wegen der Bügelverkürzung. Dieselbe hat im Wasser einen kleineren Werth, als in Luft, sie beträgt für die Wellen des kleinen Erregers, wie die mitgetheilten Beobachtungen zeigen, etwa 5—6 mm, während sie in Luft 8 mm beträgt. Die Lage der Knoten und Bäuche relativ zum Flüssigkeitsanfang hängt natürlich auch von dem Werthe des b ab, bei positivem b rücken sie näher an den Flüssigkeitsanfang heran, bei negativem b entfernen sie sich von ihm. (Vgl. z. B. die Beobachtungsreihen 9 und 10.) Die Knoten und Bäuche machen aber die Bewegung des ganzen Flüssigkeitstrogas stark mit, sodass sie nicht vollständig feste Lagen in Bezug auf den Erreger, oder den festen Bügel B_1 haben, sondern eher noch feste Lagen in Bezug auf den Flüssigkeitsanfang. (Vgl. 9 und 10.) Besonders zur Ermittlung dieser Verhältnisse angestellte Versuche haben ergeben, dass die relative Bewegung der Knoten und Bäuche zum Flüssigkeitsanfang nur den

0,22. Theil des Werthes von b ausmacht. Dies gilt sowohl für den grossen, wie für den kleinen Erreger.

Zu einer befriedigenden Erklärung dieser Erscheinungen bedarf es des Eingehens auf ausführliche theoretische Erörterungen.¹⁾

Temperaturcoefficient.

Die bisherigen Beobachtungen sind in der Nähe von 17°C . gemacht worden. Die Beobachtungen sind mit Hülfe des Heerwagen'schen Temperaturcoefficienten auf 17° reducirt, was gestattet ist, da derselbe sich sehr annähernd auch aus meinen Beobachtungen ergeben hat. Im Folgenden theile ich Beobachtungen mit, welche den Zweck haben, die Abhängigkeit des electrischen Brechungsexponenten von der Temperatur in grösseren Intervallen festzustellen.

Es wurden der kleine Erreger ($\frac{1}{2}\lambda = 37\text{ cm}$) und der grosse Thontrog verwendet. In seinen vier Ecken waren vier 32 cm lange, 2 cm im Durchmesser haltende Turbinen (mit je zwei Schraubenrädern) angebracht, welche durch einen schnell laufenden kleinen Electromotor in rasche Rotation versetzt wurden. Die Turbinen reichten vom Grunde des Wassers bis nahe an seine Oberfläche, und bewirkten eine so vollständige Umrührung, dass die Abweichungen dreier Thermometer, welche in je 10 cm Verticalabständen in das Wasser eingetaucht waren, fast stets unter $\frac{1}{10}^{\circ}$ lagen. — Durch besondere Versuche wurde festgestellt, dass die Bewegung des Wassers keinerlei Einfluss auf die Knoten und Bäuche besass.

Die Erwärmung des Wassers geschah durch drei grosse Bunsenbrenner, welche unter den Trog gestellt wurden. Wenn eine Beobachtungsreihe gemacht werden sollte, so wurde die Temperatur durch successives Fortnehmen oder wieder Unterstellen der Brenner während der Beobachtungen innerhalb $\frac{2}{10}^{\circ}$ constant gehalten. Dieses machte bei der bedeutenden Wassermasse (35 Liter) keine Schwierigkeit.

Der Thontrog wurde ohne Lackschicht auf den schadhafte Stellen seiner Glasur benutzt. Dadurch können die absoluten Werthe für n kleine Fehler enthalten, für die Bestimmung des Temperaturcoefficienten ist dies aber belanglos.

1) Vgl. dazu Abhandl. d. sächs. Ges. d. Wiss. 23. p. 142. 1896.

Zudem zeigt sich auch, dass in der Nähe von 17° die absoluten Werthe von n nicht wesentlich kleiner, als das oben p. 32 als wahrscheinlich richtig aufgestellte Mittel sind, was dadurch herbeigeführt sein mag, dass das Wasser nur wenige Stunden im Trog aufbewahrt wurde, während es bei den früheren Beobachtungen 1. bis 8. zuweilen tagelang im Trog gestanden hat. — Es wurde nur der kleine Erreger angewandt. Der Wasseranfang lag stets in dem wahren electrischen Knoten ($b=0$). ferner betrug bei allen Versuchen $a = 1,8$ cm, $d = 1$ mm.

28. Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	8,5	46,1	83,4	121,1	158,8	
Ber.	8,5	46,0	83,6	121,1	158,7,	$\frac{1}{2}\lambda = 37,56$

Schluss:

Beob.	8,5	46,1	83,6	120,9	158,5	
Ber.	8,6	46,0	83,5	121,0	158,5,	$\frac{1}{2}\lambda = 37,48$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 0,2$.

Beob.	1,49	3,50	5,44	7,44	9,50	11,58	13,51	15,51	17,51	19,55
Ber.	47	48	48	49	50	51	51	52	53	54

$$\frac{1}{2}\lambda' = 4,015. \quad n = 9,345; \quad n^2 = 87,33. \quad \epsilon_H = 86,96.$$

ϵ_H bedeutet die Dielectricitätsconstante nach Heerwagen.

 $\vartheta = 3,9$

Beob.	1,50	3,44	5,48	7,51	9,51	11,62	13,57	15,67	17,70	19,67
Ber.	44	47	50	52	55	58	61	64	66	69

$$\frac{1}{2}\lambda' = 4,056. \quad n = 9,250; \quad n^2 = 85,57. \quad \epsilon_H = 85,61.$$

Bei der Berechnung dieser Reihe ist unwahrscheinlich, dass der erste berechnete Bauch um 0,6 mm abweicht von der Beobachtung, die eine sehr scharfe ist. Hält man die Beobachtung 1,50 für richtig, und berechnet $\frac{1}{2}\lambda'$ einfach aus der Differenz der ersten und letzten beobachteten Zahl (19,67), so folgt $\frac{1}{2}\lambda' = 4,038$, $n^2 = 86,34$. Jedenfalls ist also wahrscheinlich, dass n^2 für $\vartheta = 3,9$ etwas grösser als 85,57 ist.

29. Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	8,3	45,8	83,2	120,5	157,7	
Ber.	8,5	45,8	83,1	120,5	157,8,	$\frac{1}{2}\lambda = 37,81$

Schluss:

Beob.	8,4	45,8	82,9	120,5	157,7	
Ber.	8,4	45,7	83,1	120,4	157,7,	$\frac{1}{2}\lambda = 37,83.$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 4,3$.

Beob.	1,51	2,52	5,48	1,53	9,58	11,53	12,54	15,58	17,58	19,59
Ber.	51	52	52	53	54	54	55	56	56	57

Beob.	21,55	22,53	23,62
Ber.	58	58	59

$$\frac{1}{2}\lambda' = 4,013. \quad n = 9,300; \quad n^2 = 86,48. \quad \epsilon_H = 85,48.$$

30. Wellen in Luft vgl. 28.

Wellen in Wasser, $\vartheta = 7,9$.

Es ist ein Bauch bei 17,80, ein Knoten bei 19,93 beobachtet. Diese Beobachtungen sind schnell hinter den Beobachtungen 28 und 29 angestellt. Aus diesen beiden Beobachtungen folgt eine Bügelverkürzung 5,3 mm im Wasser.¹⁾ Deshalb ergibt sich, wenn man diese Bügelverkürzung auch hier zu Grunde legt:

$$\frac{1}{4}\lambda' = \frac{17,80 + 0,53}{9} = 2,036$$

bez.

$$\frac{1}{4}\lambda' = \frac{19,93 + 0,53}{10} = 2,046.$$

im Mittel $\frac{1}{2}\lambda' = 4,082. \quad n = 9,192; \quad n^2 = 84,49. \quad \epsilon_H = 84,17.$

31. Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	8,4	46,2	83,4	121,1	158,6
Ber.	8,5	46,0	83,5	121,1	158,6

$$\frac{1}{2}\lambda = 37,53$$

Schluss:

Beob.	8,5	46,3	83,8	121,5	158,8
Ber.	8,6	46,2	83,8	121,4	158,9

$$\frac{1}{2}\lambda = 37,58.$$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 11,6$.

Bauch bei 17,92, Knoten bei 20,01, Bügelverkürzung 0,57 cm nach der Beobachtungsreihe bei $\vartheta = 25,8$, welche für gleiche Lage der Messscala gilt.

1) Dass die Bügelverkürzung bei den verschiedenen Beobachtungsreihen scheinbar etwas schwankt, liegt daran, dass die Scala, an welcher die Knotenlagen abgelesen wurden, eine zwar bei der einzelnen Beobachtungsreihe feste, aber für die verschiedenen Beobachtungsreihen unter Umständen verschiedene Lage zum Flüssigkeitsanfang hatte, und dass diese Lage nur auf etwa $\frac{1}{2}$ mm genau bestimmt wurde. Daher kann die Bügelverkürzung für eine Beobachtung nur dann mit Genauigkeit in Ansatz gebracht werden, wenn auch der erste Bauch bei derselben Lage der Scala wenigstens für eine Temperatur bestimmt worden ist.

Es folgt

$$\frac{1}{4} \lambda' = 18,49 : 9 = 2,054 \text{ bez. } 20,58 : 10 = 2,058.$$

$$\text{Mittel: } \frac{1}{4} \lambda' = 4,112. \quad n = 9,133; \quad n^2 = 83,41. \quad \varepsilon_H = 82,83.$$

$$\vartheta = 16,9.$$

Bauch: 18,20, Knoten: 20,25. Bügelverk. 0,57,

$$\frac{1}{4} \lambda' = 18,77 : 9 = 2,085 \text{ bez. } 20,82 : 10 = 2,082.$$

$$\text{Mittel: } \frac{1}{4} \lambda' = 4,168. \quad n = 9,011; \quad n^2 = 81,20. \quad \varepsilon_H = 80,91.$$

$$\vartheta = 25,8.$$

Erster Bauch: 1,54. Fünfter Knoten: 20,68.

$$\frac{1}{4} \lambda' = 20,68 - 1,54 : 9 = 2,126. \quad (\text{Daher Bügelverk.} = 2,13 - 1,54 = 0,59.)$$

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,252. \quad n = 8,831; \quad n^2 = 77,99. \quad \varepsilon_H = 77,70.$$

Bei dieser Temperatur muss man schon sehr darauf achten, dass kleine Luftbläschen, die sich aus dem Wasser ausscheiden und auf der Drahtleitung festsetzen, stets sorgfältig entfernt werden. Denn sie bewirken eine deutliche Vergrößerung der Wellenlänge λ' und daher ein zu kleines n . Die Blasen wurden mit einem dünnen Kupferdrahte beständig abgestrichen, unmittelbar vor einer Beobachtung. Ich lasse hier zwei Beobachtungsreihen folgen, in der ersten wurden die Bläschen entfernt, in der zweiten nicht.

Beob. I.	1,53	3,75	5,91	7,95	10,18	12,23	14,40	16,45	18,62	20,71
Beob. II.	55	73	90	97	20	31	49	62	68	85
Diff.	0,02	-0,02	-0,01	0,02	0,02	0,08	0,09	0,17	0,06	0,14

Der fünfte Knoten ist also durch Anwesenheit der Luftbläschen um 1,4 mm nach hinten verschoben. Dies würde schon einen merklichen Fehler in n^2 veranlassen. Berechnet man $\frac{1}{2} \lambda'$ nach der Methode der kleinsten Quadrate aus I, so folgt $\frac{1}{2} \lambda' = 4,253$, $n^2 = 77,97$, d. h. der Werth, der oben aus Beobachtung des fünften Knotens und ersten Bauches allein gewonnen ist. Berechnet man dagegen $\frac{1}{2} \lambda'$ aus II, so folgt $\frac{1}{2} \lambda' = 4,285$, d. h. $n^2 = 76,79$.

$$\vartheta = 39,2.$$

Beob.	1,63	3,79	5,06	5,26	10,42	12,62	14,87	17,06	19,19	21,40
Ber.	64	83	03	23	43	63	83	03	22	42

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,397. \quad n = 8,540; \quad n^2 = 72,93. \quad \varepsilon_H = 72,59.$$

32. Wellen in Luft.

Anfang:

Beob.	8,5	46,2	83,9	121,5	158,5	
Ber.	8,7	46,2	83,7	121,3	158,8,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,53$

Schluss:

Beob.	8,5	46,2	83,5	121,3	159,0	
Ber.	8,5	46,1	83,7	121,3	158,9,	$\frac{1}{2} \lambda = 37,61.$

Wellen in Wasser, $\vartheta = 39,5.$

1. Bauch: 1,58; 5. Bauch: 19,04; 5. Knoten: 21,25.

$$\frac{1}{2} \lambda' = 2,183, \text{ bez. } 2,186.$$

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,369. \quad n = 8,599; \quad n^2 = 73,95. \quad \epsilon_H = 72,74.$$

Bügelverk. 0,60 gemessen.

$$\vartheta = 45,4.$$

5. Knoten 21,66. Bügelverk. 0,59 angenommen.

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,450. \quad n = 8,443; \quad n^2 = 71,28. \quad \epsilon_H = 70,60.$$

$$\vartheta = 49,8.$$

1. Bauch: 1,67; 5. Bauch: 19,58; 5. Knoten: 21,92.

$$\frac{1}{2} \lambda' = 2,289, \text{ bez. } 2,250.$$

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,490. \quad n = 8,367; \quad n^2 = 70,01. \quad \epsilon_H = 69,00.$$

Bügelverk. 0,57 gemessen.

$$\vartheta = 54,8.$$

5. Knoten: 22,09. Bügelverk. 0,59 angenommen.

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,536. \quad n = 8,283; \quad n^2 = 68,60. \quad \epsilon_H = 67,21.$$

$$\vartheta = 59,7.$$

1. Bauch: 1,68; 5. Bauch: 20,00; 5. Knoten: 22,33.

$$\frac{1}{2} \lambda' = 2,289, \text{ bez. } 2,294.$$

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,584. \quad n = 8,196; \quad n^2 = 67,17. \quad \epsilon_H = 65,43.$$

Bügelverk. 0,61 gemessen.

$$\vartheta = 66,0.$$

5. Knoten: 22,53. Bügelverk. 0,59 angenommen.

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,624. \quad n = 8,125; \quad n^2 = 66,02. \quad \epsilon_H = 63,14.$$

$$\vartheta = 70,1.$$

1. Bauch: 1,76; 5. Knoten: 22,76.

$$\frac{1}{2} \lambda = 4,666. \quad n = 8,052; \quad n^2 = 64,83. \quad \epsilon_H = 61,66.$$

Bügelverk. 0,57 gemessen.

$$\vartheta = 72,8.$$

5. Knoten: 22,95. Bügelverk. 0,59 angenommen.

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,708. \quad n = 7,980; \quad n^2 = 63,68. \quad \varepsilon_H = 60,66.$$

$$\vartheta = 76,3.$$

5. Knoten: 23,11; Bügelverk. 0,59 angenommen.

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,740. \quad n = 7,926; \quad n^2 = 62,82. \quad \varepsilon_H = 59,41.$$

Die Temperatur weiter zu steigern verbot sich wegen der zu schnell sich bildenden Luft- bez. Dampfblasen, welche sofort Einfluss auf die Knotenlagen haben und eine fehlerhafte, scheinbare Verkleinerung von n herbeiführen. So musste bei der letzten Beobachtung für $\vartheta = 76^\circ$ unmittelbar vor jeder Einstellung die Leitung durch Ueberstreichen mit einem Drahte von Blasen gesäubert werden. Wenn man 20 Sec. nach der frischen Einstellung eine zweite Einstellung wiederholte, ohne die Leitung zu säubern, so rückte der fünfte Knoten um 2,4 mm nach hinten, sodass n^2 zu 61,57 sich ergeben würde. Da die erste Einstellung unter der Dauer von 6 Sec. kaum zu machen ist, so halte ich es für wahrscheinlich, dass auch die hier mitgetheilte Zahl $n^2 = 62,82$ durch Anwesenheit von Luftblasen zu klein sein wird. Nach einer gewissen Extrapolation ist aber 63,4 als oberer Grenzwert von n^2 anzunehmen.

Im Folgenden stelle ich die Resultate 28 bis 32, geordnet nach steigenden Temperaturen, zusammen. Dabei habe ich die Beobachtungen 28 und 29, welche bei nahe benachbarten Temperaturen $\vartheta = 3,9$ und $\vartheta = 4,3$ angestellt worden sind, aber verhältnissmässig stark voneinander abweichen, d. h. durch Fehler einzeln entstellt sind, zu einem Mittelwerth, geltend für die Mitteltemperatur 4,1, vereinigt, und ebenso die Beobachtungen 31 und 32 für $\vartheta = 39,9$ bez. $\vartheta = 39,5$.

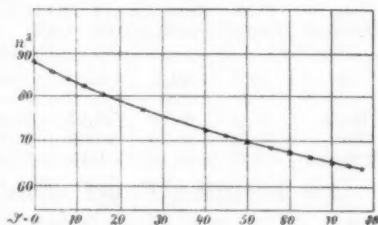
ϑ	0,2	4,1	7,9	11,6	16,9	25,8	39,7
n^2	87,83	86,02	84,49	83,41	81,20	77,99	73,44
ε_H	86,96	85,55	84,17	82,83	80,91	77,70	72,67
Differenz	0,87	0,47	0,32	0,58	0,29	0,29	0,77

ϑ	45,4	49,8	54,8	59,7	66,0	70,1	72,8	76,3
n^2	71,28	70,01	68,60	67,17	66,02	64,83	63,68	62,82
ϵ_H	70,60	69,00	67,21	65,43	63,14	61,66	60,66	59,41
Differenz	0,68	1,01	1,39	1,74	2,88	3,17	3,02	3,41

Die Differenz zwischen n^2 und ϵ_H („Diff.“) hat bis zur Temperatur 25,8 einen nahezu constanten Werth. Bis zu dieser Temperatur ist daher der Heerwagen'sche Temperaturcoefficient, d. h. Abnahme des n^2 um 0,362 pro Grad, sehr gut bestätigt. Insbesondere ergibt sich auch nach diesen Beobachtungen, in Uebereinstimmung mit Heerwagen und Franke, dagegen in Widerspruch mit Thwing,¹⁾ dass n^2 kein Maximum bei 4°, d. h. dem Dichtigkeitsmaximum des Wassers, besitzt.

Oberhalb $\vartheta = 25,8$ wird die Differenz zwischen n^2 und ϵ_H grösser, d. h. der Temperaturcoefficient ist kleiner

als der von Heerwagen (nur für das Temperaturintervall von 0° bis 21°) angegebene Werth, und die Aenderung des n^2 findet nicht mehr proportional mit der Temperatur statt, sondern langsamer. Die Curve der Figur enthält die Beobachtungen graphisch und stellt den Verlauf der Aenderung des n^2 mit ϑ dar.



Berechnet man für die Temperaturen bis zu 25,8° n^2 nach einer linearen Formel aus den Beobachtungen nach der Methode der kleinsten Quadrate, so folgt

$$n^2 = n_0^2 - 0,367 \cdot \vartheta,$$

der Temperaturcoefficient ist also nur um $1\frac{1}{2}$ Proc. grösser als der Heerwagen'sche. Die Uebereinstimmung der Beobachtungen bis zu 25,8° mit der Rechnung nach der linearen Formel ist eine sehr gute, wie Folgendes zeigt:

1) Ch. B. Thwing, Zeitschr. f. phys. Chem. 14. p. 286. 1894.

ϑ	0,2	4,1	7,9	11,6	16,9	25,8
Beob.	87,33	86,02	84,49	83,41	81,20	77,99
Ber.	87,40	85,97	84,57	83,21	81,27	80,02

Die sämmtlichen Beobachtungen bis zu 76° kann man durch eine Formel der Gestalt:

$$n^2 = a + b \vartheta + c \vartheta^2$$

innerhalb der Beobachtungsfehler darstellen. Nach der Methode der kleinsten Quadrate folgt:

$$n^2 = 87,63 - 0,4016 \vartheta + 0,001028 \vartheta^2.$$

ϑ	0,2	4,1	7,9	11,6	16,9	25,8	39,7	45,4
Beob.	87,33	86,02	84,49	83,41	81,20	77,99	73,44	71,28
Ber.	87,55	86,00	84,52	83,10	81,13	77,95	73,32	71,53
Differenz	-0,22	+0,02	-0,03	+0,31	+0,07	+0,04	+0,12	-0,25

ϑ	49,8	54,8	59,7	66,0	70,1	72,8	76,3
Beob.	70,01	68,60	67,17	66,02	64,83	63,68	62,82
Ber.	70,24	68,70	67,32	65,59	64,54	63,84	62,97
Differenz	-0,23	-0,10	-0,15	+0,43	+0,29	-0,16	-0,15

Aus der letzten Formel würde folgen $n_{17}^2 = 81,11$. Da oben p. 32 $n_{17}^2 = 81,67$ als wahrscheinlichster absoluter Werth gewonnen ist, so erhält man durch Multiplication der letzten Formel mit $81,67:81,11 = 1,0069$ als Formel für den wahrscheinlichsten Werth von n^2 innerhalb der Temperaturen 0° bis 76° :

$$n^2 = 88,23 - 0,4044 \vartheta + 0,001035 \vartheta^2.$$

Aus dieser Formel würde für $\vartheta = 100^{\circ}$ folgen $n^2 = 58,14$, während nach der Heerwagen'schen linearen Formel, wenn man sie bis zu 100° ausdehnen wollte, folgen würde $n^2 = 50,80$.

Wässerige Lösungen.

Dieselben wurden im grossen Glastrog untersucht. Wenn derselbe auch etwas zu kleine absolute Werthe für n liefert, so ist er doch zum Vergleich der Brechungsexponenten von wässerigen Lösungen mit dem des reinen Wassers wohl geeignet, zumal da beide fast genau denselben Betrag haben. — Zunächst wurde an der Luftleitung (bei dem kleinen Erreger, $\frac{1}{2}\lambda = 37,5$) der erste wahre electrische Knoten hinter dem Bügel B_1 ermittelt (Bügelverkürzung 4 mm, da Drahtabstand

nur 1 cm betrug), sodann der grosse Glastrog vorsichtig an die Leitung so angesetzt, dass die Innenfläche seiner Vorderwand in dem wahren Knoten lag ($b = 0$). Der Trog wurde mit destillirtem Wasser gefüllt, die Wellenlänge $\frac{1}{2}\lambda'$ darin bestimmt, dann das Wasser durch einen Heber vollständig abgesaugt und die Lösung eingefüllt, ohne dass die Verbindung der Trogleitung mit der Luftleitung aufgehoben wurde. Nach der Bestimmung der Wellenlänge $\frac{1}{2}\lambda''$ in der Lösung wurde noch einmal destillirtes Wasser eingefüllt und einige Knotenlagen gemessen, um zu controliren, dass $\frac{1}{2}\lambda'$ völlig constant geblieben war. — K bedeutet die Leitfähigkeit, bezogen auf Quecksilber.

Kupfersulfatlösungen.

33. Destillirtes Wasser, $\vartheta = 15,2$. $K = 7 \cdot 10^{-10}$.

Beob.	1,84	2,94	6,03	8,03	10,02	12,11	14,16	16,29	18,37
Ber.	86	92	97	03	09	14	20	26	31

Beob.	20,40	22,40	24,47
Ber.	37	43	48

$$\frac{1}{2}\lambda' = 4,113.$$

$\text{CuSO}_4 + \text{aq.}$ $K = 500 \cdot 10^{-10}$, $\vartheta = 16,5$.

Beob.	1,86	2,97	5,99	7,95	10,07	12,13	14,19	16,29	18,30
Ber.	85	91	97	03	09	14	20	26	32

Beob.	20,37	22,48	24,49
Ber.	38	43	49

$$\frac{1}{2}\lambda'' = 4,116.$$

Die Einstellungen liessen sich bei dieser Lösung, die 71 mal besser leitet, als das benutzte destillirte Wasser, ebensogut machen, als bei letzterem. Auf gleiche Temperatur 16,5 bezogen wäre

$$\frac{1}{2}\lambda' = 4,125; \frac{1}{2}\lambda'' = 4,116.$$

Die Differenz von λ'' und λ' , welche $2\frac{0}{100}$ beträgt, kann noch in den Beobachtungsfehlern dieser Einzelbestimmung liegen. Man kann jedenfalls sagen: *Innerhalb $\frac{1}{4}$ Proc. ist der Brechungsexponent einer wässerigen Kupfersulfatlösung der Leitfähigkeit $5 \cdot 10^{-8}$ für electrische Schwingungen der Schwingungszahl $4 \cdot 10^8$ pro Secunde derselbe, wie der des reinen Wassers.*

$\text{CuSO}_4 + \text{aq.}$ $K = 2500 \cdot 10^{-10}$, $\vartheta = 16,2$.

Beob.	1,89	2,92	5,88	7,94	10,03	12,14
Ber.	85	90	94	99	04	09

$$\frac{1}{2}\lambda'' = 4,094.$$

Die Dämpfung der Wellen wegen der erhöhten Leitfähigkeit der Flüssigkeit wird hier bemerkbar; es liessen sich daher nur obige drei Bäuche und drei Knoten einstellbar ermitteln. Für die Temperatur 16,2 ist:

$$\frac{1}{2}\lambda' = 4,122; \frac{1}{2}\lambda'' = 4,094.$$

Die Differenz von λ' und λ'' , die $\frac{3}{4}$ Proc. beträgt, mag schon ausserhalb der Beobachtungsfehler fallen, welche übrigens hier deshalb höher sind, wie vorhin, weil wegen der grösseren Absorption der Wellen weniger Knoten-, bez. Bauchlagen zur Berechnung von $\frac{1}{2}\lambda''$ herangezogen werden können. *Innerhalb 1 Proc. ist aber n dasselbe, wie bei reinem Wasser.*

34. Destillirtes Wasser, $\vartheta = 15,1$.

Beob.	1,83	3,88	5,96
Ber.	83	89	96

$$\frac{1}{2}\lambda' = 4,130.$$

Mehr Beobachtungen für Wasser zu machen, hat von nun an keinen Zweck, da für die stärker concentrirten Lösungen sich auch nicht mehr Einstellungen ermöglichen lassen.

$\text{CuSO}_4 + \text{aq.}$ $K = 4800 \cdot 10^{-10}$, $\vartheta = 11,1$.

Beob.	1,84	3,86	5,91
Ber.	85	88	92

$$\frac{1}{2}\lambda'' = 4,07. \quad \frac{1}{2}\lambda'_{11} = 4,098, \text{ Diff. } \frac{1}{2} \text{ Proc.}$$

$$K = 7270 \cdot 10^{-10}, \vartheta = 13,3.$$

Beob.	1,82	3,85.
-------	------	-------

$$\frac{1}{2}\lambda'' = 4,06. \quad \frac{1}{2}\lambda'_{13} = 4,114, \text{ Diff. } 1 \text{ Proc.}$$

$$K = 10600 \cdot 10^{-10}, \vartheta = 14,0.$$

Beob.	1,75	3,78.
-------	------	-------

$$\frac{1}{2}\lambda'' = 4,06. \quad \frac{1}{2}\lambda'_{14} = 4,120, \text{ Diff. } 1\frac{1}{2} \text{ Proc.}$$

$$K = 13100 \cdot 10^{-10}, \vartheta = 14,5.$$

Beob. 1. Bauch: 1,67.

35. Destillirtes Wasser, $\vartheta = 14,3$.

1. Bauch: 1,83.

$\text{CuSO}_4 + \text{aq.}$ $K = 16000 \cdot 10^{-10}$, $\vartheta = 12,2$.

1. Bauch: 1,70.

$$K = 19200 \cdot 10^{-10}, \vartheta = 12,5.$$

1. Bauch: 1,63.

$$K = 25000 \cdot 10^{-10}, \vartheta = 12,8.$$

1. Bauch: 1,58.

$$K = 38000 \cdot 10^{-10}, \vartheta = 13,3.$$

1. Bauch: 1,54 (?).

Noch stärker concentrirte Lösungen liessen sich nicht untersuchen, weil die Einstellungen selbst des ersten Bauches zu unsicher wurden. Schon die letzte Zahl 1,54 ist recht unsicher; die Lösung ist aber auch schon sehr stark, nämlich etwa 15 Gewichtstheile wasserfreies Salz auf 100 Gewichtstheile Lösung.

Kochsalzlösungen.

36. Destillirtes Wasser.

Anfang, $\vartheta = 13,1$. 1. Bauch 1,83; 6. Bauch 22,39. $\frac{1}{2} \lambda' = 4,112$

Schluss, $\vartheta = 16,0$. 1. Bauch 1,83; 6. Bauch 22,28. $\frac{1}{2} \lambda' = 4,090$

d. h. für $\vartheta = 13,1$ wäre $\frac{1}{2} \lambda' = 4,064$.

Daher Mittel aus Anfang- und Schlussbeobachtung

$$\frac{1}{2} \lambda' = 4,088 \text{ für } \vartheta = 13,1.$$

$\text{NaCl} + \text{aq.}$ $K = 586 \cdot 10^{-10}, \vartheta = 15,9.$

1. Bauch 1,84; 6. Bauch 22,33; 6. Knoten 24,46.

$$\frac{1}{2} \lambda'' = 4,098 \text{ bez. } 4,112.$$

Mittel $\frac{1}{2} \lambda'' = 4,105$. $\frac{1}{2} \lambda'_{15} = 4,103$. Diff. 0 Proc.

$$K = 2840 \cdot 10^{-10}, \vartheta = 15,1.$$

Beob.	1,84	3,87	5,95	8,02	10,10	12,14
Ber.	83	89	96	02	09	15

$$\frac{1}{2} \lambda'' = 4,130. \quad \frac{1}{2} \lambda'_{15} = 4,106. \quad \text{Diff. } -\frac{1}{2} \text{ Proc.}$$

$$K = 5310 \cdot 10^{-10}, \vartheta = 13,7.$$

Beob.	1,85	3,83	5,90
Ber.	83	86	89

$$\frac{1}{2} \lambda'' = 4,05. \quad \frac{1}{2} \lambda'_{13,7} = 4,09. \quad \text{Diff. } +1 \text{ Proc.}$$

$$K = 7750 \cdot 10^{-10}, \vartheta = 13,5.$$

Beob. 1,81 3,32.

$$\frac{1}{2} \lambda'' = 4,02. \quad \frac{1}{2} \lambda'_{13,5} = 4,09. \quad \text{Diff. } 2 \text{ Proc.}$$

$$K = 11400 \cdot 10^{-10}, \vartheta = 13,5.$$

1. Bauch 1,76.

$$K = 16500 \cdot 10^{-10}, \vartheta = 13,5$$

1. Bauch 1,69.

$$K = 25000 \cdot 10^{-10}, \vartheta = 13,2.$$

1. Bauch 1,54.

An dieser Stelle mag schliesslich erwähnt werden, dass aus der Wasserleitung entnommenes Wasser, dessen Leitfähig-

keit $K = 140 \cdot 10^{-10}$ betrug, innerhalb $\frac{1}{6}$ Proc. dieselbe Wellenlänge wie destillirtes Wasser besass.

Die oben für CuSO_4 aus 33 gezogenen Schlüsse sehen wir hier bei den NaCl -Lösungen gleicher Leitfähigkeit bestätigt. Für $K = 2840 \cdot 10^{-10}$ ist sogar hier der Brechungsexponent um $\frac{1}{2}$ Proc. kleiner, während er oben beim CuSO_4 um $\frac{3}{4}$ Proc. grösser bestimmt war. Aus diesem Unterschiede kann man nach der Genauigkeit der Beobachtungen noch nicht auf eine specifisch verschiedene Wirkung des NaCl und das CuSO_4 schliessen, weil der Unterschied von λ'' und λ' unter 1 Proc. beträgt, und dieser sich bei der Leitfähigkeit $K = 2840 \cdot 10^{-10}$ unter den Beobachtungsfehlern versteckt.

Aus den Beobachtungen für beide Salze folgt, dass von der Leitfähigkeit $K = 7000 \cdot 10^{-10}$ an eine Vergrösserung des electrischen Brechungsexponenten der Lösung gegenüber dem des reinen Wassers bemerkbar wird, die allerdings verhältnissmässig sehr gering ist. Eine Lösung, die über 1000 mal besser leitet, als das benutzte destillirte Wasser, hat einen um nur $1\frac{1}{2}$ Proc. grösseren Brechungsexponenten. Zugleich erkennt man, dass die Lage der Knoten und Bäuche nur von der Leitfähigkeit, nicht von der Natur des Salzes bestimmt wird. Dies ist am besten aus folgender Zusammenstellung der Beobachtungsergebnisse 33 bis 36 zu ersehen, in welcher $\frac{1}{2}\lambda' = 4,10$ für $\vartheta = 13^\circ$ als gemeinsamer Mittelwerth angenommen ist (die Einzelabweichungen sind nur $\frac{1}{4}$ Proc. und daher zu vernachlässigen). In der ersten Tabelle ist in den ersten beiden Reihen das beobachtete $\frac{1}{2}\lambda''$ (reducirt auf 13°) angegeben, in der zweiten (bei höherer Leitfähigkeit) die Differenz der Lage des ersten Bauches in der Lösung gegenüber der Lage des ersten Bauches im reinen Wasser (1,83) in Millimetern. — Die Leitfähigkeiten K sind in der Tabelle als angenäherte zu betrachten.

Abhängigkeit der Wellenlänge von der Leitfähigkeit.

$K \cdot 10^{10}$	7	540	2700	5000	7500	11000
CuSO_4	4,10	4,09	4,07	4,09	4,06	4,05
NaCl	4,10	4,08	4,11	4,05	4,02	—
Mittel	4,10	4,09	4,09	4,07	4,04	4,05
Diff. in %		0,2	0,2	0,7	1,5	1,2
Theoret.		0,0	0,2	1,1	2,4	5,0

Abhängigkeit des ersten Bauches von der Leitfähigkeit.

$K \cdot 10^{10}$	11000	13000	16000	19000	25000	38000
CuSO ₄	0,8 mm	1,6	1,3	2,0	2,5	2,9
NaCl	0,7	—	1,4	—	2,9	—
Mittel	0,8	1,6	1,4	2,0	2,7	2,9
Diff. in %	3,9	7,8	6,8	9,7	13,1	14,1
Theoret.	5,0	5,8	8,2	11,0	15,3	24,3

Die in den ersten beiden Reihen enthaltenen Resultate zeigen keine systematische Abweichung voneinander. Ihre Mittelwerthe sind in der dritten Reihe angeführt. In der vierten Reihe ist der Unterschied des Brechungsexponenten des reinen Wassers in Procenten angegeben, d. h. wenn n'' der Brechungsexponent der Lösung, n der des reinen Wassers ist, die Zahl:

$$„\text{Diff. in Proc.}“ = 100 \frac{\frac{1}{2}\lambda' - \frac{1}{2}\lambda''}{\frac{1}{2}\lambda'} = 100 \frac{\frac{1}{n} - \frac{1}{n''}}{\frac{1}{n}} = 100 \frac{n'' - n}{n''}.$$

Für diejenigen Beobachtungen (von $K = 11000$ an aufwärts), für welche $\frac{1}{2}\lambda''$ nicht direct beobachtet worden ist, sondern nur die Differenz δ der Lage des ersten Bauches in der Lösung gegenüber der Lage des ersten Bauches in reinem Wasser, ist $\frac{1}{2}\lambda''$ berechnet nach:

$$\frac{1}{2}\lambda'' = \frac{1}{2}\lambda' - 2\delta \text{ (cm).}$$

Diese Berechnung ist allerdings nicht in aller Strenge gestattet. Denn bei grosser Leitfähigkeit muss nach theoretischen Gründen ausser der Verkürzung der Wellenlänge, d. h. der Verkleinerung des gegenseitigen Abstandes von Knoten und Bäuchen auch eine Phasenänderung beim Uebergang der Wellen von Luft ins Wasser eintreten, die eine Verschiebung der Knoten und Bäuche gegen den Wasseranfang zur Folge hat. Eine theoretische Berechnung habe ich in den Abhandlungen der sächs. Gesellschaft der Wissenschaften Bd. 23, p. 140 gegeben.

Wenn auch nach den mitgetheilten Beobachtungen eine Vergrösserung des electrischen Brechungsexponenten bei sehr grosser Leitfähigkeit eintritt, *so ist es doch noch eine ganz andere Frage, ob die Dielectricitätsconstante der Lösung dieselbe, wie die des reinen Wassers ist, oder nicht.* Zunächst: Was ist die Dielectricitätsconstante eines gut leitenden Körpers? Man kann sie nur definiren, wenn man auf die Differentialgleichungen

des electromagnetischen Feldes in dem Körper eingeht. Bezeichnet man irgend eine für das Feld charakteristische Zustandsgrösse, z. B. die electricische Kraft, mit P , so werden in einem sich selbst überlassenen leitenden Körper die zeitlichen und örtlichen Veränderungen dieses P der Erfahrung entsprechend durch die Differentialgleichung dargestellt:¹⁾

$$\frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + 4\pi\sigma \frac{\partial P}{\partial t} = \Delta P = \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2}.$$

σ ist die durch constante oder langsame Wechselströme zu messende Leitfähigkeit nach absolutem electromagnetischem Maasse, c die Lichtgeschwindigkeit (Verhältniss der electrostatisch gemessenen Electricitätsmenge zur electromagnetisch gemessenen). *Die Definition der Dielectricitätsconstante ist die als Coefficient ϵ in obiger Differentialgleichung.*

Falls $\sigma = 0$ ist, so wird das Quadrat des electricischen Brechungsexponenten n^2 gleich dem Coefficienten ϵ . Wenn σ zunimmt, so lässt sich leicht nachweisen, dass auch bei constantem ϵ ein Wachsen von n eintritt, das allerdings je nach der in Luft gemessenen Wellenlänge λ der Schwingung verschieden ist. Nennt man

$$s = \frac{c\sigma\lambda}{\epsilon},$$

so lässt sich leicht ableiten²⁾, das ist

$$n''^2 = \epsilon \frac{1 + \sqrt{1 + 4s^2}}{2},$$

oder, da $\epsilon = n^2$ ist, falls n den Brechungsexponenten für $\sigma = 0$ bezeichnet

$$n''^2 : n^2 = \frac{1 + \sqrt{1 + 4s^2}}{2}.$$

Berechnet man nach dieser Formel den Brechungsexponenten der Lösungen und sucht dann die procentische Differenz des Brechungsexponenten:

$$100 \cdot \frac{n'' - n}{n''}$$

auf, so erhält man die in der letzten Reihe der obigen Tabellen auf p. 54, 55 unter „Theoret.“ angeführten Werthe. Ein Vergleich dieser theoretischen Zahlen mit den in der Tabelle

1) Vgl. z. B. des Verf. Phys. d. Aethers, p. 550, Formel (8).

2) Vgl. z. B. Abhandl. d. sächsa. Gesellsch. I. c.

darüber stehenden experimentellen zeigt, dass erstere jedenfalls nicht kleiner, sondern sogar etwas grösser sind als letztere. Wenn man nun auch die zweite jener Tabellen wegen Auftretens der Phasenänderung ausserhalb der Betrachtungen stellt, so scheint doch schon aus der ersten jener Tabellen zu folgen, dass nach der Beobachtung der Brechungsexponent einer Lösung mit zunehmender Leitfähigkeit in etwas geringerem Grade wächst, als er dies thun müsste, wenn die Dielectricitätsconstante in jeder Lösung dieselbe ist, wie die des reinen Wassers. *Man würde daher auf eine geringe Abnahme der Dielectricitätsconstante mit wachsendem Salzgehalt zu schliessen haben.* Wenn auch dieser Schluss wegen der Grösse der Beobachtungsfehler nicht mit voller Sicherheit vorläufig zu ziehen sein mag, so geht doch aus den Beobachtungen zweifellos hervor, dass die Dielectricitätsconstante des Wassers durch Auflösung eines Electrolyten selbst bis zu der Leitfähigkeit $K = 11 \cdot 10^{-7}$ jedenfalls nicht vergrössert wird.¹⁾ — Ein Zusammenhang zwischen Leitfähigkeit und Dielectricitätsconstante besteht also nicht.

Wie gesagt, möchte ich den Schluss auf eine geringe Abnahme der Dielectricitätsconstante einer Lösung mit wachsendem Salzgehalt aus den Beobachtungen noch als einen durchaus unsicheren bezeichnen. Immerhin erscheint es mir sehr wahrscheinlich, dass sehr stark concentrirte Lösungen wirklich eine kleinere Dielectricitätsconstante als reines Wasser haben werden, da die Dielectricitätsconstante des gelösten Körpers wohl immer kleiner als die des Wassers sein wird. Man kennt zwar bisher die Dielectricitätsconstante eines gelösten electrolytisch leitenden Salzes nicht, denn aus der Dielectricitätsconstante des festen, eventuell wasserhaltigen Krystalls kann man noch keinen Schluss auf die Dielectricitätsconstante dieses

1) Bisher ist ein Schluss auf die Dielectricitätsconstante einer Lösung bei einiger Leitfähigkeit nur von Cohn in Wied. Ann. 45. p. 375. 1892 gemacht worden, der für $K = 455 \cdot 10^{-10}$ bei $\lambda = 585 \text{ cm} \mu$ um etwas über 3 Proc. grösser fand als n . Bei constantem ϵ sollte es nach der Theorie nur um $\frac{1}{2}$ Proc. grösser sein. — Ich zweifle nicht, dass bei einer Wiederholung dieser Beobachtungen, die Cohn und Zeemann in Aussicht gestellt haben, eine geringere Aenderung des n als 3 Proc. sich herausstellen wird.

Körpers in Lösung ziehen, da schon mit der Aenderung des Aggregatzustandes meist eine bedeutende Aenderung der Dielectricitätsconstante verbunden ist. So ist die Dielectricitätsconstante des Eises verhältnissmässig klein, die des flüssigen Wassers sehr gross. Immerhin kann man über die im Maximum zu erwartende Aenderung der Dielectricitätsconstante durch Anwesenheit eines Salzes Aufschluss bekommen, wenn man die Dielectricitätsconstante der Lösung nach der Volumensmischungsregel¹⁾ berechnet und als Dielectricitätsconstante des Salzes den im festen Zustand gemessenen nimmt. Da wahrscheinlich dem Salz in Lösung eine höhere Dielectricitätsconstante (die in beiden Ionen verschieden sein wird) zukommt, so ist die so berechnete Aenderung der Dielectricitätsconstanten der ganzen Lösung sehr wahrscheinlich zu gross.

Nun hat Thwing²⁾ die Dielectricitätsconstante des (wasserhaltigen) krystallisirten Kupfersulfats zu 5,46 bestimmt. Für die Leitfähigkeit $K = 38000 \cdot 10^{-10}$ sind in 100 g Lösung 14,5 g wasserfreies, daher 22,7 g wasserhaltiges Salz. Das specifische Gewicht des Kupfersulfats ist 2,25, also haben 22,7 g Salz das Volumen $10,1 \text{ cm}^3$, während die 77,3 g Wasser das Volumen $77,3 \text{ cm}^3$ besitzen. Daher ist nach der Mischungsregel die Dielectricitätsconstante der Lösung

$$\epsilon = \frac{77,3 \cdot 81 + 10,1 \cdot 5,46}{87,4} = 72,5.$$

Der Unterschied gegen 81 beträgt 10 Proc.; für $K = 18000 \cdot 10^{-10}$ würde folgen $\epsilon = 78,7$; d. h. nur etwa 3 Proc. Unterschied, d. h. für den Brechungsexponenten $1\frac{1}{2}$ Proc. Unterschied. Da dies die maximal zu erwartenden Aenderungen sind, so sieht man, dass sie sich der Beobachtung entziehen werden (für $K = 38000 \cdot 10^{-10}$ ist die Beobachtung unzuverlässig). — Dabei ist noch zu berücksichtigen, dass eine Kupfersulfatlösung eine geringere Leitfähigkeit hat, als die meisten anderen Lösungen gleicher Concentration, und dass daher die Erniedrigung der Dielectricitätsconstante bei Lösungen von anderen Electrolyten für gleiche Leitfähigkeit K noch geringer sein wird, als bei $\text{CuSO}_4 + \text{aq}$.

1) Diese wird jedenfalls bei Electrolyten auch nicht mit Strenge anzuwenden sein, weil durch Auflösung eine Contraction eintritt.

2) Ch. B. Thwing, *Ztschr. f. phys. Chem.* 14. p. 286. 1894.

Ueber diese Fragen erhält man einen besseren Aufschluss, wenn man einen stark löslichen Nichtelectrolyten untersucht. Die Beobachtung ist dann bei hoher Concentration nicht durch grosse Leitfähigkeit gehindert. Ich habe deshalb Rohrzuckerlösungen untersucht und theile nun die Resultate mit. Es wurde wiederum der grosse Glastrog angewendet.

Rohrzuckerlösungen.

37. Destillirtes Wasser, $\vartheta = 17,3$.

1. Bauch 1,83; 6. Bauch 22,78; 6. Knoten 24,87. $\frac{1}{2} \lambda' = 4,190$.

Rohrzuckerlösung, spec. Gew. 1,174, $\vartheta = 17,3$.

Beob.	2,05	4,39	6,66	8,96	11,35	13,54	15,85	—	20,50
Ber.	07	37	68	98	28	58	89	19	49

$$\frac{1}{2} \lambda'' = 4,606.$$

$$\frac{\lambda''}{\lambda'} = \frac{n}{n''} = 1,10. \quad n''^2_1 = n^2: 1,21 = 67,5.$$

Spec. Gew. 1,319 bei 20° , $\vartheta = 21,5$.

Beob.	3,74	5,40	8,47	11,40	13,97
Ber.	90	54	38	26	14

$$\frac{1}{2} \lambda'' = 5,68.$$

$$\left(\frac{\lambda''}{\lambda'} \right)_{21} = \frac{5,68}{4,23} = 1,34, \quad n''^2_{17} = 45,3.$$

Hier ist in der That eine ganz bedeutende Verkleinerung des Brechungsexponenten mit erhöhter Concentration zu bemerken, welche nicht durch die (nicht vorhandene) Leitfähigkeit, sondern nur durch die Gegenwart des Zuckers herbeigeführt wird. Die Verkleinerung des n^2 ist aber viel geringer, als sie der Mischungsregel entspricht, falls man die Dielectricitätsconstante des festen Zuckers ($\epsilon = 4,19$ nach Thwing) für den gelösten Zustand in Ansatz bringt.

Für das specifische Gewicht 1,174 ist die Lösung etwa 40 Proc., d. h. in 100 g Lösung sind 40 g Zucker, d. h. 60 g Wasser. Da also das Volumen des Wassers 60 cm^3 , das der Lösung $100 : 1,174 = 85 \text{ cm}^3$ ist, so ist das des Zuckers 25 cm^3 , und nach der Mischungsregel müsste sein:

$$n''^2_{17} = \frac{81 \cdot 60 + 4,2 \cdot 25}{85} = 58,4,$$

d. h. kleiner, als es beobachtet ist ($n''^2_{17} = 67,5$).

Ebenso müsste bei der concentrirteren (65 proc.) Lösung n''^2_{17} nach der Mischungsregel zu 40,0 folgen, während es zu 45,3 beobachtet ist.

Es mag dies vielleicht nicht wunderbar erscheinen, weil für die Dielectricitätsconstante des gelösten Zuckers ein höherer Werth in Ansatz gebracht werden muss, als er für den festen Zucker gilt. In der That berechnet ihn Thwing¹⁾ zu 52,0. Berechnet man auch nach diesen Versuchen die Dielectricitätsconstante ϵ_z des gelösten Zuckers in der Weise, dass das beobachtete $n_{1,1}$ der Mischungsregel entspricht, so folgt

dünnere Lösung: $\epsilon_z = 35,2$,

stärkere Lösung: $\epsilon_z = 14,3$.

Hier tritt also das Merkwürdige ein, dass die Dielectricitätsconstante des gelösten Zuckers mit stärkerer Concentration scheinbar abnimmt, wofür (bei dem Mangel an electrolytischer Dissociation) kein Grund vorhanden zu sein scheint.

Dieses auffällige Verhalten hängt mit einer anderen Eigenthümlichkeit zusammen, die ich bisher nicht erwähnt habe: *die Rohrzuckerlösungen besitzen anomale elektrische Absorption*. Schon bei der dünneren Lösung ist deutlich zu constatiren, dass der vierte und fünfte Knoten schlechter ausgebildet ist, als im reinen Wasser; bei der stärkeren Lösung ist die Absorption so bedeutend, dass überhaupt nur zwei Knoten und drei Bäuche einstellbar werden. *Die Absorption ist also* (vgl. oben p. 51—53) *etwa so stark, wie die eines wässerigen Electrolyten der Leitfähigkeit $K = 3000 \cdot 10^{-10}$, obwohl die direct gemessene Leitfähigkeit der Zuckerlösung unter $K < 6 \cdot 10^{-10}$ lag.*

Da nun, wie ich in der eingangs citirten Arbeit („Abhandl. p. 1⁴⁾) nachgewiesen habe, anomale Absorption auch stets mit anomaler Dispersion Hand in Hand geht, *so werden die Zuckerlösungen auch jedenfalls anomale elektrische Dispersion besitzen*, und zwar die stärker concentrirte in höherem Maasse als die dünnere Lösung. Infolgedessen muss für dieselbe Schwingungsperiode der elektrische Brechungsexponent der stärkere Lösung durch Vorhandensein der stärkeren anomalen Dispersion mehr verkleinert sein, als der der schwächeren Lösung, und daher erscheint auch die Dielectricitätsconstante ϵ_z des gelösten Zuckers für die stärkere Lösung weit kleiner, als für die dünnere Lösung. Dass bedeutende anomale Dispersion vorhanden ist,

1) Ch. B. Thwing, l. c. p. 293.

erkennt man aus dem Vergleich mit den Beobachtungen Thwing's, welcher mit 16 mal langsameren Schwingungen $\epsilon_z = 52$ fand.

Das Auftreten anomaler Absorption und Dispersion an Zuckerlösungen schliesst sich der früher („Abhandl.“) besprochenen Thatsache an, dass Substanzen mit hohem Moleculargewicht vorzugsweise davon betroffen werden. (Ich habe später gesehen, dass die Hydroxylgruppe im Molecul auch wesentlich ist. Dieselbe ist bei Rohrzucker vorhanden). Zucker hat ein sehr grosses Moleculargewicht und eine Zuckerlösung verhält sich in electrischer Hinsicht im Totaleffect wie eine Flüssigkeit, deren Moleculargewicht zwischen dem des reinen Wassers und dem des Zuckers liegt und sich dem letzteren um so mehr nähert, je höher die Concentration der Lösung ist.

Resultate.

Die Hauptresultate lauten folgendermaassen:

1. Für Schwingungen der Schwingungszahl $4 \cdot 10^8$ pro Secunde ist das Quadrat des electrischen Brechungsexponenten des Wassers für 17°C . $n_{17}^2 = 81,67$.

2. Für Schwingungen der Schwingungszahl $1,5 \cdot 10^8$ pro Secunde ist $n_{17}^2 = 80,60$, für die Schwingungszahl $8 \cdot 10^8$ ist $n_{17}^2 = 83,6$ bestimmt worden. Wasser besitzt daher (geringe) normale Dispersion in den genannten Schwingungsgebieten.

3. Zwischen 0° und 26° ist die Aenderung des n^2 der Temperatur proportional; n^2 nimmt pro Grad Temperaturerhöhung um 0,367 ab. — Zwischen 0° und 76° kann die Abhängigkeit des n^2 von der Temperatur ϑ dargestellt werden durch:

$$n^2 = 88,23 - 0,4044 \vartheta + 0,001035 \vartheta^2.$$

4. Für das Verhalten wässriger electrolytisch leitender Lösungen gegenüber electrischen Wellen ist nur ihre Leitfähigkeit maassgebend. Bis zur Leitfähigkeit $K = 5 \cdot 10^{-7}$ (bezogen auf Quecksilber als Einheit) ist der electrische Brechungsexponent bei Wellen der Schwingungszahl $4 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ innerhalb 1 Proc. derselbe, wie beim reinen Wasser. Mit höherer Leitfähigkeit wird der electrische Brechungsexponent kleiner, bei $K = 38 \cdot 10^{-7}$ jedenfalls um mehr als 10 Proc. — Die Dielectricitätsconstante der Lösung ist jedenfalls bis zur Leitfähigkeit $K = 11 \cdot 10^{-7}$, wahr-

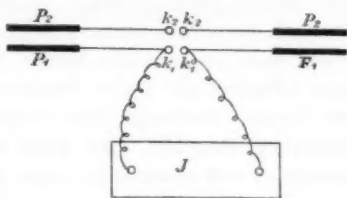
scheinlich sogar bis zur Leitfähigkeit $K = 38 \cdot 10^{-7}$ nicht grösser als die des reinen Wassers.

5. In Rohrzuckerlösungen ist der electriche Brechungsexponent bei höherer Concentration bedeutend kleiner als in reinem Wasser. Die Lösungen zeigen anomale electriche Absorption und anomale electriche Dispersion, und zwar um so mehr, je höher die Concentration ist. Eine 65 proc. Lösung absorbirt die Wellen wie eine electrolytisch leitende wässerige Lösung der Leitfähigkeit $K = 3 \cdot 10^{-7}$.

Leipzig, Mai 1896.

3. Zur Demonstration des gegenseitigen Einflusses zweier Funkenstrecken; von Ignaz Klemenčič.

Hertz¹⁾ hat seine schönen Versuche über den Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die electriche Entladung bekanntlich in der Weise gemacht, dass er in einen Stromkreis zwei Inductorien mit gemeinsamem Interruptor einschaltete. Auf die Entdeckung dieses Einflusses wurde er jedoch durch die Rückwirkung des Funkens eines secundären Schwingungskreises auf die Entladung in der primären Funkenstrecke geführt. Die Anwendung zweier Inductorien ist immerhin umständlich, zumal der Versuch doch nicht mit jedem beliebigen Paar gelingt. Im Nachfolgenden be-



schreibe ich eine Zusammenstellung zur Demonstration dieses Einflusses, welche zum Theil auf jene Anordnung zurückgreift, bei der Hertz zuerst den Einfluss beobachtet hat.

Mit Hülfe dieser Zusammenstellung lässt sich der gegenseitige Einfluss zweier Funkenstrecken ausserordentlich leicht auch einem grösseren Publikum sichtbar demonstrieren.

$P_1 P_2$ (Figur) sind vier genau gleiche, runde Platten (30 cm Durchmesser) aus Zinkblech. An jede Platte ist ein Kupferdraht (40 cm lang und 0,4—0,5 cm dick) angeschraubt. Die Enden der Drähte tragen entweder hoch polirte Messingkugeln (2,5 cm Durchmesser) oder sie laufen (in einem Falle bei der secundären Funkenstrecke) in schwach abgestumpfte Spitzen aus. Die weitere Zusammenstellung ist aus der Figur ersichtlich. Die Platten P_1 mit den Kupferdrähten und Kugeln k_1 bilden einen Primärerreger, der mit den Enden

1) Hertz, Wied. Ann. 31. p. 983. 1887.

der Secundärspule eines Inductoriums J verbunden ist. Die Platten P_2 mit den Kugeln k_2 bilden den Secundärleiter. Zwischen k_1 ist die primäre (0,5—1 cm), zwischen k_2 die secundäre Funkenstrecke. Die einzelnen Theile sind auf ein Holzgestell montirt; die Entfernung zwischen der primären und secundären Funkenstrecke beträgt 5 cm. Erregt man das Inductorium (betrieben durch 4 Acc.) und lässt in der primären Strecke Funken überspringen, so bekommt man in der secundären ausserordentlich lebhafte Funken von mehreren Millimetern Schlagweite, die weithin sichtbar sind. Bei den Versuchen müssen wir zwei Fälle unterscheiden, bei denen der Einfluss der Bestrahlung durch den Funken scheinbar gerade entgegengesetzt ist.

1. *Die secundäre Funkenstrecke mit Kugeln.* Die Kugeln der beiden Funkenstrecken sollen gut polirt sein, damit der Versuch besonders schön gelingt. Der Einfluss ist in diesem Falle ganz so, wie ihn Hertz (l. c.) beschrieben hat. Stellt man zwischen die beiden Funkenstrecken eine Glasplatte oder ein Papier, überhaupt einen Gegenstand, der die ultraviolette Strahlung absorbiert, und zieht jetzt die secundäre Funkenstrecke so weit auseinander, dass gerade keine Funken kommen, so stellen sich dieselben sofort ein, wenn man die Zwischenwand entfernt.

2. *Die secundäre Funkenstrecke mit Spitzen.* Die Kugeln in der secundären Funkenstrecke wurden durch nicht allzuschärfe Spitzen ersetzt. Hertz sagt (l. c.) über die Funkenstrecke mit Spitzen folgendes: „Die Empfänglichkeit der passiven Funken für die Wirkung ist dagegen von ihrer Form ziemlich abhängig. Keine Empfänglichkeit vermochte ich wahrzunehmen bei langen gezackten Funken zwischen Spitzen; eine geringe bei kurzen Funken zwischen Spitzen.“

Hertz hat also bei Spitzen in der secundären Funkenstrecke einen gleichen, jedoch bedeutend schwächeren Einfluss als bei Kugeln beobachtet. In unserem Falle ist die Wirkung auch bei Spitzen ausserordentlich kräftig, ja sogar auffallender als bei Kugeln. Der Einfluss äussert sich jedoch in entgegengesetzter Weise. Zieht man die secundäre Funkenstrecke unter dem Einflusse der Belichtung durch den primären Funken so weit aus, dass in ihr keine Funken kommen, so

erscheinen dieselben sofort, sobald man zwischen die beiden Funkenstrecken einen für die Belichtungswirkung undurchlässigen Schirm bringt. Man bekommt auf diese Weise leicht secundäre Funken, die länger sind als die primären. Die Erscheinung ist sehr auffallend. Beobachtet man im dunklen Raume, so sieht man allerdings, dass bei zu weit auseinandergezogenen Spitzen eine Büschelentladung auftritt, welche offenbar durch die Belichtung vom primären Funken begünstigt wird. Wird dieser günstige Einfluss aufgehoben, so können sich nun in der secundären Funkenstrecke kräftige Funken bilden.

Zu erwähnen wäre noch, dass die Wirkung zwischen den beiden Funken eine wechselseitige ist. Man erkennt dies an dem Licht und Knall des primären Funkens.

Physik. Inst. der Univ. Innsbruck, Juli 1896.

4. Ueber verdünnte ferromagnetische Amalgame; von H. Nagaoka.

(Hierzu Taf. I Fig. 1–11.)

Einleitung.

Eisenamalgam wurde zuerst von J. Herschel hergestellt und später von Joule¹⁾ näher untersucht; letzterer wies zuerst auf seine magnetischen Eigenschaften im flüssigen, sowie im festen Zustand hin, namentlich auch auf die remanente Magnetisirbarkeit des letzteren; das Eisen behält nach Joule „im Amalgam seinen Magnetismus fast unverändert bei“. Böttger u. A. haben dann verschiedene Methoden zur Herstellung dieser Präparate angegeben. Gelegentlich seiner Versuche mit der „Steighöhenmethode“ hat Quincke²⁾ auch ein sehr verdünntes Eisenamalgam untersucht. Seine Messungen wurden dann von du Bois³⁾ dahin interpretirt, dass in einem Felde von der Ordnung 10000 das Amalgam der magnetischen Sättigung nahe sei. Letzterer wirft die Frage nach der physikalisch-chemischen Constitution solcher Flüssigkeiten auf und macht ihre Beantwortung von den Ergebnissen einer ausgedehnteren Untersuchung ferromagnetischer Amalgame abhängig.

Neuerdings hat J. Schumann⁴⁾ die Amalgame einer grösseren Anzahl von Metallen hergestellt und einige von ihren physikalischen Eigenschaften näher untersucht. Er bemerkt, dass Eisen- und Cobaltamalgam stark magnetisch sind, während diese Eigenschaft dem Nickelamalgam nicht — oder doch nur in viel geringerem Maasse — innewohnt. Die Magnetisirung eines elfprocentigen festen Eisenamalgams wurde ferner von Steinmetz⁵⁾ bei Zimmertemperatur mittels eines „Differentialmagnetometers“ in der Weise untersucht, dass er das Material einem

1) Joule, Reprint scientific Papers. 1. p. 331. 491. London. 1884.

2) Quincke, Wied. Ann. 24. p. 574. 1885.

3) du Bois, Wied. Ann. 35. p. 155. 1888.

4) J. Schumann, Wied. Ann. 43. p. 101. 1891.

5) C. Steinmetz, Electrotechn. Zeitschr. 13. p. 563. 1892.

Kreisprocess unterzog, dessen Grenzwerte (auf die üblichen Einheiten umgerechnet) $+400 > \mathfrak{H} > -400$ und dementsprechend $+30 > \mathfrak{J} > -30$ waren; die remanente Magnetisirung hatte dann den Werth 4, die Coercitivintensität betrug 35 C. G. S.

Während ich mit vorliegender Untersuchung beschäftigt war, erschien eine Arbeit von A. Zamboni¹⁾ über das Eisenamalgam, in welcher eine Anzahl von interessanten Beobachtungen über das allgemeine Verhalten im flüssigen und festen Zustande mitgetheilt werden, auch der Einfluss der Zeit und derjenige mechanischer Stösse und Erschütterungen ziemlich eingehend discutirt wird. Auch hat er einige quantitative magnetische Angaben mitgetheilt, welche sich aber nicht in absolutem Maasse interpretiren lassen, daher kaum zu verwerthen sind, zumal auch gegen die befolgte Methode sich manche Einwände erheben lassen.

Ueber die Amalgame im Allgemeinen existirt ausserdem eine umfangreiche Literatur, auf die hier nicht näher eingegangen werden kann. Eine nach jeder Richtung hin erschöpfende Untersuchung auch nur derjenigen von Eisen, Cobalt und Nickel, überschritte bereits den Rahmen einer einzelnen Arbeit; ich beschränke mich daher hier auf die Mittheilung einiger wesentlichen Punkte im magnetischen Verhalten „verdünnter“ Amalgame der beiden ersteren Metalle, zumal da ich äusserlicher Umstände halber meine Versuche abzuschliessen habe. Die vorliegende Experimentaluntersuchung zeigt leider noch manche Lücke und wirft manche neue Frage auf; immerhin dürfte sie einen Beitrag zu einer umfassenderen Kenntniss dieses Gebietes bilden, dessen physikalisch-chemisches und magnetisch-moleculartheoretisches Interesse auf der Hand liegt.

Herstellung und Aufbewahrung der Amalgame.

Das Eisenamalgam wurde dargestellt durch Electrolyse von Ferroammoniumsulfat (oder Ferrosulfat) mit Eisenanode und Quecksilberkathode; dabei bildete letztere eine dünne Schicht auf dem Boden eines cylindrischen Gefässes von etwa

1) A. Zamboni, Nuov. Cim. 2. p. 26. 1895; Beibl. 20. p. 214. 1894.

12 cm Durchmesser und befand sich unter der electrolytischen Lösung. Um das Amalgam schon von vornherein möglichst homogen zu erhalten, wurde das Quecksilber durch einen rechtwinkelig gebogenen Glasrührer während der ganzen Dauer der Electrolyse mittels Wassermotors in langsamer Rotation erhalten. Die Stromdichte wurde auf etwa zwei Milliampère pro Quadratcentimeter normirt; da die Ausbeute an Amalgam eine sehr ungünstige ist, musste die Electrolyse mehrere Tage und Nächte ununterbrochen fortgesetzt werden.

Das unten zu erwähnende stärkere Eisenamalgam (Fe, Hg)₁ wurde aus Ferroammoniumsulfat, allerdings ohne fortgesetztes Rühren des Quecksilbers, hergestellt, während das schwächere Amalgam (Fe, Hg)₂ nach dem oben beschriebenen Verfahren aus Eisensulfat erhalten wurde; letzterer Electrolyt empfiehlt sich weniger als das Mohr'sche Doppelsalz. Die Herstellung des Cobaltamalgams geschah in ähnlicher Weise durch Electrolyse einer wässerigen Lösung von Purpureocobaltchlorid $\text{Co}(\text{NH}_3)_6\text{Cl}_3$.

Diese Amalgame sind bekanntlich sehr leicht oxydirbar, sobald sie mit Luft in Berührung kommen; besonders absorbiert das Eisenamalgam den Sauerstoff begierig und es bildet sich an der Oberfläche bald schwarzes Oxydpulver. Um das Oxydiren möglichst zu vermeiden, wurden die Amalgame stets unter gekochtem Leinöl verwahrt, welches selbst etwas reducierend wirkt und seines hohen Siedepunktes wegen den Vorzug hat, auch bei höherer Temperatur das Arbeiten zu ermöglichen. Es halten sich dann die Amalgame Wochen, ja Monate lang unverändert. Allerdings oxydirten sich während der seit ihrer Herstellung verstrichenen Jahresfrist die Amalgame trotzdem etwas, wohl hauptsächlich infolge des häufigen Umgießens. Wofern es darauf ankam, wurden daher die chemische Analyse und die magnetischen Messungen an einem und demselben Präparat mit einem Zwischenraum von nur wenigen Tagen ausgeführt.

Versuchsanordnung.

Das magnetische Verhalten der Amalgame wurde je nach den Versuchsbedingungen nach der magnetometrischen oder nach der ballistischen Methode untersucht. Um dabei vor allem die Versuchssubstanz gleichförmig zu magnetisiren ge-

langte sie ausschliesslich in Gefässen zur Untersuchung, welche die in Fig. 1 dargestellte, annähernd ovoidische Form besaßen, und folgende Dimensionen aufwiesen:

Nr.	Länge der Halbaxen		Volum		m	N
			berech.	beob.		
I	6,0 cm	1,01 cm	25,6 ccm	28,0 ccm	5,9	0,54
II	5,0 "	0,92 "	18,2 "	19,5 "	5,4	0,62

Aus dem Dimensionsverhältniss m ist der Entmagnetisirungsfactor N nach der bekannten Gleichung berechnet. Der Vergleich der für das Ovoid berechneten und thatsächlich beobachteten Volumwerthe gibt einen Maassstab für die Annäherung an die ovoidische Gestalt. Bei der schwachen Magnetisirbarkeit der Amalgame war trotz der hohen Werthe von N die entmagnetisirende Intensität nur eine geringe und wurde in üblicher Weise durch eine entsprechend geringe Rückscheerung der Curven eliminirt.

Das Gefäss wurde bis zum engen Halse mit Amalgam gefüllt und obgleich dieses dann nur wenig der Luft ausgesetzt war, wurde zum Schutze gegen das Oxydiren der obere weite Ansatztrichter noch mit gekochtem Leinöl beschickt. Das Ovoid wurde symmetrisch in die vertical aufgestellte Magnetisirungsspule eingesetzt; diese hatte folgende Dimensionen: Länge 30 cm, innerer Durchmesser 4,4 cm, äusserer 11,8 cm, Feldintensität in der Mitte 44 C. G. S. pro Ampère; Selbstinductionscoefficient 440 Kilometer, Widerstand 0,88 Ohm, Relaxationsdauer 0,05".

Um die Magnetisirung ballistisch untersuchen zu können, wurde das Glasgefäss an der dicksten Stelle mit feinem Kupferdraht in vier Lagen bewickelt; davon wurden nur zwei Lagen bei der Untersuchung des concentrirten Eisenamalgams verwendet, während bei den schwächeren Amalgamen alle vier Lagen als secundäre Spule herangezogen werden mussten. Da die maximale Susceptibilität des Amalgams im günstigsten Falle nicht ganz $\frac{1}{10}$ betrug, war der Antheil desselben am Inductionstrom in der secundären Leitung gering im Vergleich mit demjenigen der Spule; es war daher nöthig, besondere Vorkehrungen zu treffen, um den Einfluss des Spulenfeldes zu compensiren.

Dazu diente ein zweites Spulenpaar, dessen primäre Spule in den Stromkreis der Hauptspule geschaltet war, während seine sekundäre mit dem Galvanometer und der Inductionsspule auf dem Amalgame verbunden war. Jene Secundärspule konnte mittels zwei Justirschrauben mehr oder weniger in ihre primäre hineingeschoben werden, bis ihr Inductionsstoss gleich und entgegengesetzt demjenigen der um das leere Glasovoid gewickelten Spule war. Der Galvanometerausschlag bei gefülltem Gefäss ergab dann die Induction infolge der Magnetisirung des Amalgams für sich. Da der beim Schliessen eines Stromes von bekannter Stärke durch die Magnetisirungsspule auftretende Inductionsfluss bekannt war, konnte die sekundäre Compensationsspule auch zur Aichung des ballistischen Galvanometers benutzt werden. Dazu wurde, nachdem der Inductionsfluss der Magnetisirungsspule in der beschriebenen Weise compensirt war, das Ovoid aus der Spule herausgenommen, und nun der Galvanometerausschlag beim Schliessen bez. beim Oeffnen des Hauptstromes bestimmt. Diese Aichung wurde vorsichtshalber vor jeder Versuchsreihe wiederholt, da die Empfindlichkeit des Galvanometers sich mit der Zeit etwas ändern konnte; thatsächlich erwiesen sich diese Aenderungen als geringfügig. Bezeichnet man den von der Inductionsspule umfassten Querschnitt mit S_i und den des Amalgams mit S_a , so beträgt der gemessene wirksame Inductionsfluss infolge der Wirkung der Pole des Ovoids annähernd

$$4\pi \mathfrak{Z} - N \mathfrak{Z} \frac{S_i}{S_a}.$$

Dividirte man das gefundene Resultat durch $(4\pi - N S_i / S_a)$, so erhielt man daher die gesuchte Magnetisirung \mathfrak{Z} des Amalgams.

Zur Bestimmung des Inductionsstosses wurde ein du Bois-Rubens'sches¹⁾ zweispoliges Galvanometer benutzt, dessen „schweres“ System ausserdem noch mit einem ballistischen Uebergewicht belasten war. Durch die Anwendung der beiden Schutzringe aus Eisendraht, deren oberer mit drei Justirschrauben versehen war, gelang es nach der l. c. beschriebenen Methode, das Instrument auch tagsüber störungsfrei einzu-

1) du Bois u. Rubens, Electr. Ztschr. 15. p. 321. 1894.

stellen; eine für die Durchführung der zu beschreibenden Messungen ganz wesentliche Bedingung.

Die Magnetisirung der verdünnten Amalgame ist zu schwach, um bei nicht sehr intensiven Feldern die magnetometrische Methode überhaupt anzuwenden. Ich habe mich dieser Methode daher nur ausnahmsweise im Falle der absoluten Nothwendigkeit bedient und hatte dann eine solche östliche oder westliche Lage des Magnetometers zu wählen, bei der die Ablenkung eine maximale wurde, wenn das Ovoid vertical aufgestellt war. Diese Höhenlage ist Function der Entfernung und der linearen Excentricität des Ovoids und kann aus einer von mir berechneten Tabelle leicht entnommen werden.¹⁾ Die Wirkung der Magnetisirungsspule musste hierbei derart compensirt werden, dass die horizontale Intensität des Erdmagnetismus sowie namentlich die Declination unverändert blieb, was für stärkere Ströme Schwierigkeiten bot. Infolge der äusseren Störungen konnten magnetometrische Beobachtungen nur während der Nacht stattfinden, und auch dann nur, wenn die magnetische Witterung ebenfalls eine ruhige war.

Infolge dieser mehr äusserlichen Umstände wurde die Benutzung des Magnetometers soviel wie möglich eingeschränkt, obwohl es in rein theoretischer Beziehung bei weitem den Vorzug verdient, da es bekanntlich den augenblicklichen magnetischen Zustand zu messen gestattet, nicht nur dessen Aenderungen, wie es bei dem ballistischen Verfahren der Fall ist. Dieser Einwand gegen letztere Methode ist bei den Amalgamen noch schwerwiegender wegen des erheblichen Einflusses der Zeit auf die Magnetisirung.

Die Bestimmung des Eisen- bez. Cobaltgehaltes der Amal-

1) Nagaoka, Wied. Ann. 57. p. 275. 1896. Folgende Druckfehler haben sich dort leider eingeschlichen:

p. 276 Z. 13 v. o. statt $-4e^2x^2$ lies $+4e^2x^2$;

„ 7 v. u. statt $\frac{c^2 - e^2}{c^2}$ lies $\frac{c^2 - e^2}{e^2}$;

p. 277 „ 3 v. o. statt $\frac{\partial \gamma}{\partial x}$ lies $\frac{\partial \gamma}{\partial x}$;

„ 7 v. o. statt $\frac{\partial \gamma}{\partial x}$ lies $x \frac{\partial \gamma}{\partial x}$;

„ 10 v. u. statt $7x^2 - 12e^2$ lies $7x^2 + 12e^2$.

game geschah folgendermaassen. Das mit Leinöl bedeckte Präparat wurde mit reinem thiophenfreiem Benzol gut ausgewaschen, mit besonderer Rücksicht darauf, dass es während dieser Operation nicht mit der Luft in Berührung kommen sollte. Mit dem gereinigten Amalgam wurde dann ein Glasgefäss (Fig. 2) von 15 ccm Inhalt etwa bis zur Hälfte beschickt; durch das Rohr *a* wurde langsam trockener electrolytischer Wasserstoff eingeleitet; das andere Rohr *b* führte zu einem Kühler und ferner zur Saugpumpe; der Wasserstoff strich sehr langsam und unter geringem Druck über das Amalgam hinweg. Das Gefäss wurde im Sandbade zum Sieden gebracht und der Quecksilberdampf nach dem Kühler abgeführt und dort condensirt; in diesem Destillat war das feste Metall, wie ich mich überzeugte, nur noch in ausserordentlich schwacher Spur nachweisbar, sodass aus dem Gewicht des im Gefäss als fester Klumpen zurückbleibenden reinen Metalls der Procentgehalt des Amalgams richtig hervorging.

Ich fühle mich gedrungen, Hrn. Prof. Jahn für seinen freundlichen Rath betreffs der Analyse der Amalgame an dieser Stelle meinen besten Dank zu sagen.

Einfluss der Zeit, des Durchschüttelns und Umrührens.

Bevor man die ballistische Methode zur Bestimmung der Magnetisirung anwendet, ist es nöthig, den zeitlichen Verlauf der letzteren nach dem Schliessen des magnetisirenden Stromes klarzulegen; denn bekanntlich bildet schon bei den festen Metallen die Thatsache eine Fehlerquelle, dass die Magnetisirung ihren endgültigen Werth nicht momentan erreicht. Ausserdem schien es mir von Interesse, im Hinblick auf die citirten Beobachtungen Zamboni's, quantitativ noch näher festzustellen, in welcher Weise die Magnetisirung beim Durchschütteln und Umrühren des Amalgams beeinflusst wird.

Zu diesem Zwecke wurde das concentrirteste Eisenamalgam (Fe , Hg) im Glasovoide so lange durchgeschüttelt, bis die remanente Magnetisirung völlig verschwunden war und dann der magnetisirende Strom geschlossen; darauf wurde der zeitliche Verlauf der Magnetisirung beobachtet. Die Beobachtung geschah früh morgens zwischen 1 und 5 Uhr; überdies wurde noch die natürliche Variation der magnetischen Declination

an einem besonders aufgestellten Hilfsmagnetometer beobachtet und dafür corrigirt.

Die Resultate der Beobachtung bei drei verschiedenen Feldintensitäten sind in Fig. 3 graphisch dargestellt. Bei $\mathfrak{H} = 26,7$ C. G. S. (Fig. 3, erste Stufe a_1) steigt die Magnetisirung nach dem Schliessen des magnetisirenden Stromes zuerst sehr rasch, aber alsbald viel langsamer an, bis sie ihren Endwerth erreicht, von dem sie nach 10 Minuten kaum merklich differirt. Die eigentliche *Anfangsmagnetisirung* unmittelbar nach Stromschluss war schwer zu constatiren wegen der Schwingung des wenig gedämpften Magnetometersystems. Indessen ist wohl anzunehmen, dass jene dem Ansteigen des Feldes auf dem Fusse folgt, wie es bei Eisen kürzlich von Holborn¹⁾ nachgewiesen wurde; freilich wird infolge der im Amalgam auftretenden Wirbelströme das Feld hinter dem Strom zurückbleiben; das Ansteigen des letzteren endlich wird bei dem oben angegebenen Werthe der Relaxationsdauer eine Frist von der Ordnung einer Zehntelsecunde beanspruchen, die aber bei der befolgten Beobachtungsmethode kaum in Betracht kommt. Bei $\mathfrak{H} = 36,5$ C. G. S. (Fig. 3, erste Stufe b_1) nimmt dagegen die Magnetisirung nach Erreichung ihres Anfangswerthes wieder etwas ab. Bei $\mathfrak{H} = 31$ C. G. S. (Fig. 3, c_1) endlich beträgt diese Aenderung nur mehr 1 Proc., sodass sie für ein etwas schwächeres Feld wohl ganz verschwinden würde.

Es ergab sich ferner, dass das Amalgam, wenn es stundenlang nach dem Durchschütteln ruhig gestanden hatte, weniger magnetisierbar war, als sofort nach dem Schütteln; folglich wurden alle späteren Versuchsreihen mit frisch durchgeschütteltem Amalgame angestellt, um eindeutige Werthe der Magnetisirung zu erhalten.

Die mitgetheilten Beobachtungen zeigen, dass die Anfangsmagnetisirung, wie man sie offenbar mittels der ballistischen Methode misst, einige Procent vom Endwerthe abweichen kann. Wegen der vorher erwähnten Schwierigkeit, mit der die magnetometrische Methode für intensivere Felder verbunden ist, musste indessen im allgemeinen die ballistische Methode benutzt werden, wie oben schon bemerkt.

Der Einfluss des Umrührens des flüssigen Amalgams lässt

1) Holborn, Berl. Ber. p. 173. 1896.

sich mittels der magnetometrischen Methode ebenfalls leicht nachweisen. Nachdem die temporäre Magnetisirung nach 20 Minuten ihren Endwerth sicher erreicht hatte, wurde das Amalgam, ohne das Gefäss zu bewegen, mit einem Glasstäbchen umgerührt. Das Einführen des Stäbchens verursacht schon eine bedeutende Steigerung der Magnetisirung, welche nach kräftigem Umrühren noch eine erhebliche Zunahme erleidet. Bei $\xi = 26,7$ (Fig. 3, a_2) ist die Magnetisirung nach dem Rühren beinahe viermal so gross wie vorher. Mit zunehmender Feldintensität wird dieses Verhältniss freilich immer geringer, wie Fig. 3, b_2 für $\xi = 36,5$ C. G. S. zeigt, wo es bereits weniger als das Doppelte beträgt.

Die durch das Rühren nunmehr plötzlich angewachsene Magnetisirung ändert sich im Ruhezustand ebenfalls etwas mit der Zeit, und zwar nimmt sie, wie aus Fig. 3 (a_2 und b_2) hervorgeht, ab; der Verlauf dieser Abnahme ist wieder ein derartiger, dass sie nach einigen Minuten ihren neuen Endwerth asymptotisch erreicht.

Bei der Unterbrechung des magnetisirenden Stromes findet wieder eine plötzliche Abnahme der Magnetisirung statt; ihr remanenter Werth beträgt indessen einen grossen Bruchtheil des unmittelbar vorhergegangenen temporären, bis zu 60 oder gar 70 Proc. desselben. Diese remanente Magnetisirung nimmt während der folgenden Minuten noch etwas ab, jedoch findet diese Abnahme in bedeutend geringerem Grade statt, als bei der temporären Magnetisirung.

Die beschriebenen zeitlichen Aenderungen der Magnetisirung treten bei einem festen Ferromagneticum bekanntlich in schwächerem Maassstabe ebenfalls auf, wie die Versuche von Lord Rayleigh, Ewing u. A. über das minutenlange „Kriechen“ der Magnetisirung nach dem momentanen Erreichen ihres Anfangswerthes zeigen. Ferner ist es bei einem solchen schon naturgemäss unmöglich, eine derart eingreifende Operation, wie das Umrühren des Amalgams, durchzuführen; indessen hat dort jede äussere mechanische Erschütterung bekanntlich einen Einfluss auf die Magnetisirung, welcher beim Schütteln oder Umrühren des Amalgams nur in weit ausgeprägterem Maasse hervortritt, ohne Zweifel infolge der viel weniger eingeschränkten Beweglichkeit seiner Theilchen.

Einen merklichen Einfluss nicht allzu starker Erschütterungen und Stösse der Unterlage des mit flüssigem Amalgam gefüllten Gefässes konnte ich dagegen nicht nachweisen, sodass auch die unvermeidlichen natürlichen Erschütterungen eine Fehlerquelle nicht bilden konnten.

Das einfachste und vielleicht das beste Mittel, die Amalgame trotz ihrer hohen Coercitivintensität völlig zu entmagnetisiren, besteht in sehr starkem Durchschütteln; dabei sollte die Längsaxe des Gefässes senkrecht zum magnetischen Meridian gerichtet sein. Ein grosser Vortheil, der mit der Behandlung der flüssigen Amalgame verknüpft ist, besteht eben in dieser Art der Entmagnetisirung, durch welche sich jegliche Spur der gesammten magnetischen Vorgeschichte ohne weiteres völlig abschütteln lässt, sodass das Präparat sich wieder wie ein frisch zubereitetes verhält.

Magnetisirung und Hysteresee der Amalgame.

Die in diesem Abschnitte mitzutheilenden Messungen wurden nach dem ballistischen Verfahren ausgeführt; unmittelbar vor jeder Versuchsreihe wurde das Präparat gründlich durchgeschüttelt. Dabei gelangten folgende Amalgame zur Untersuchung, welche — vielleicht mit Ausnahme des ersten — wohl als „verdünnt“ zu betrachten sind.

Bezeichnung	Procentgehalt, g_{100}	Concentration, c
(Fe, Hg) ₁	1,78 %	0,235 g pro ccm
(Fe, Hg) ₂	0,19 %	0,025 „ „ „
(Co, Hg) ₁	0,50 %	0,068 „ „ „
(Co, Hg) ₂	0,25 %	0,034 „ „ „

Der Gehalt, g_{100} , in Gewichtsprocenten wurde wenige Tage vor den magnetischen Messungen nach dem oben angegebenen analytischen Verfahren bestimmt, um etwaigen Aenderungen durch Oxydation vorzubeugen.

Durch Multiplication in die zu diesem Zwecke annähernd bestimmte Dichte D des Amalgams erhält man die Concentration $c = g_{100} D/100$, und zwar in Gramm des fremden Metalls pro Cubikcentimeter des Amalgams. Dividirt man letztere in die Magnetisirung \mathfrak{I} , so findet man die *specifische*

Magnetisirung, $\mathfrak{S} = \mathfrak{J}/c$, des amalgamirten Ferromagneticums, d. h. das magnetische Moment pro Gramm desselben. Letztere Grösse bietet hier, wie in analogen Fällen den Vorzug, dass sie einen Vergleich mit dem Verhalten der festen Metalle zulässt. Ganz ähnlich ist zu unterscheiden zwischen dem hysteretischen Energieumsatz bei einem Kreisprocess in Erg pro Cubikcentimeter, welcher kurz als die *Hysteresis* u bezeichnet werden möge, und der zu Vergleichszwecken heranzuziehenden *specifischen Hysteresis* $u = u/c$ in Erg pro Gramm. Bei den festen Metallen tritt einfach die Dichte D an Stelle der Concentration, es ist dann

$$\mathfrak{S} = \frac{\mathfrak{J}}{D}, \quad u = \frac{u}{D}.$$

Die bei Zimmertemperatur erhaltenen Resultate sind in Fig. 4 und 5 dargestellt; und zwar bedeuten die ausgezogenen Linien die aufsteigenden temporären Magnetisirungscurven; punktiert sind die Curven der remanenten Magnetisirung, sowie einzelne aufsteigende und mehrere absteigende Aeste hysteretischer Schleifen. Der Verlauf der Magnetisirungscurven ist im grossen und ganzen nicht unähnlich demjenigen bei einem festen Ferromagneticum; ihre Ordinaten verlaufen ziemlich proportional der Concentration des Amalgams. Dividirt man sie daher durch letztere, so erhält man für jedes Metall eine einzige charakteristische temporäre Curve, welche strich-punktiert ist und bei welcher die ebenfalls strich-punktierte linke Ordinatenscala anzulegen ist. Die spezifische Magnetisirung bei der Feldintensität 3200 ¹⁾ beträgt 180 C. G. S. beim Eisen- und 112 C. G. S. beim Cobaltamalgam; der Verlauf der Curven lässt auf allmählich eintretende Sättigung schliessen, obwohl diese durchaus noch nicht erreicht zu sein scheint. Es sei hier erwähnt, dass nach du Bois ²⁾ die Sättigungswerthe von \mathfrak{S} für festes Eisen ca. 220, für Cobalt ca. 140 C. G. S. betragen. Ob sich diesen auch die entsprechenden Werthe für die Amalgame asymptotisch nähern werden, liesse sich

1) Dieses Feld entsprach einem Strome von fast 75 Amp., welcher allerdings nur momentan durch die Spule geleitet wurde, deren Aussen-seite dabei mittels Eismantels abgekühlt wurde.

2) du Bois, Phil. Mag. (5) 29. p. 293. 1890.

streng nur durch Versuche mit sehr intensiven Feldern entscheiden.

Nach der Bestimmung der remanenten Magnetisirung wurde die Richtung des magnetisirenden Feldes umgekehrt und dieses darauf stufenweise gesteigert; der bei jeder Zunahme des Stromes erfolgende Inductionsstrom wurde gemessen, bis die remanente Magnetisirung gänzlich verschwunden war. Die so erhaltenen „Entmagnetisierungscurven“ sind für $(\text{Fe}, \text{Hg})_1$ und $(\text{Co}, \text{Hg})_1$ an der linken Seite der Fig. 4 bez. 5 als ausgezogene Linien eingezeichnet; die äusserste derselben vervollständigt die punktirten Aeste zu einer Hystereseschleife, welche der positiven Hälfte eines Kreisprocesses im Bereiche $-3200 < \mathfrak{H} < +3200$ entspricht.

Die in dieser Weise gefundene Coercitivintensität ist auffallend hoch; bei $(\text{Fe}, \text{Hg})_1$ steigt sie bis auf 240 C. G. S., bei $(\text{Co}, \text{Hg})_1$ auf 150 C. G. S. Die entsprechenden graphisch integrierten Werthe der specifischen Hysterese betragen für den ganzen Kreisprocess bei $(\text{Fe}, \text{Hg})_1$ $u = 125000$ Erg pro Gramm, bei $(\text{Co}, \text{Hg})_1$ $u = 50000$ Erg pro Gramm.

Bei concentrirteren Amalgamen fand ich noch stärkere Coercitivintensität; beispielsweise betrug sie bei einem 2,3proc. Eisenamalgam 370 C. G. S., während $u = 190000$ Erg pro Gramm war; bei einem 0,8proc. Cobaltamalgam war die Coercitivintensität 280 C. G. S., die specifische Hysterese 90000 Erg pro Gramm. Obige Werthe beziehen sich alle auf Zimmertemperatur.

Uebrigens sind in Fig. 6, 7, 8 noch einige Kreisprocesse dargestellt, welche sich innerhalb eines Bereiches von nur $-420 < \mathfrak{H} < +420$ C. G. S. abspielen und dementsprechend geringere Coercitivintensität und Hysterese aufweisen; sie sollen im folgenden Abschnitt in Verbindung mit den bei anderen Temperaturen bestimmten Kreisprocessen besprochen werden.

Die höchste bisher für Wolframstahl von du Bois und Taylor Jones beobachtete Coercitivintensität betrug nur 77 C. G. S., die specifische Hysterese 35000 Erg pro Gramm¹⁾; überdies lässt sich bei Stahl die Coercitivintensität kaum noch

1) H. du Bois u. E. Taylor Jones, *Electrotechn. Zeitschr.* 17. p. 548. 1896.

über einen gewissen Betrag steigern, sobald man mit dem ursprünglichen magnetisirenden Felde einen Bereich von einigen Hundert C. G. S. überschritten hat. Bei den Amalgamen scheint jedoch die Coercitivintensität immer noch höherer Werthe fähig zu sein. Die geschilderten Verhältnisse machen es erklärlich, dass die Amalgame nur nach längerem heftigen Durchschütteln entmagnetisirt werden können, durch dieses Mittel allerdings in vollständiger Weise.

Einfluss der Temperatur.

Das bisher besprochene Verhalten der Amalgame bezieht sich auf Zimmertemperatur. Es lag nahe, den Bereich der Untersuchung sowohl auf tiefere wie auf höhere Temperaturen auszudehnen.

Bei tiefen Temperaturen wurde folgendermaassen verfahren: da jeder Magnetisierungsversuch mindestens eine halbe Stunde dauerte, war zunächst eine Vorrichtung zur Erhaltung einer möglichst constanten Temperatur nöthig. Die Hauptwärmequelle bildete die Magnetisirungsspule selbst; sie wurde daher mit einem Doppelmantel aus Zinkblech umgeben. Dieser wurde dann mit Schnee oder zerstückeltem Eis, mit etwa 40 Proc. Stassfurter Carnallit bei 0° gemischt, beschickt und es konnte die Temperatur so bis auf -26° erniedrigt werden. In den inneren Hohlraum der Spule konnte als Behälter ein Messingrohr, welches mit dicker Asbestpappe umwickelt war, eingeschoben werden. Der Hohlraum wurde vor dem Einschieben dieses Behälters mit obiger Kältemischung vorgekühlt, ebenso wie das Amalgam um seinen Glasovoid. Der Behälter wurde dann mit festem Kohlensäureschnee beschickt und das Amalgamgefäß darin eingebettet; ein neuer Vorrath Kohlensäureschnee musste von Zeit zu Zeit nachgefüllt werden, bis das Amalgam erstarrt und dann durchweg auf die Temperatur der festen Kohlensäure bei Atmosphärendruck (-79°) abgekühlt war. Die Temperatur konnte noch weiter erniedrigt werden durch Verdampfen des Kohlensäureschnees unter niederem Druck, indem der Behälter mit der Saugpumpe verbunden wurde; hierdurch konnte die Temperatur bis auf -93° hinabgedrückt werden; sie wurde mittels eines Alkoholthermometers am oberen Ende

des Ovoids gemessen, da die Zeit nicht zuliess, ein Toluolthermometer zu beschaffen und es auf eine genaue Messung nicht ankam. Uebrigens wurden für ersteres drei Correctionen bestimmt, indem es bis zum Meniscus in schmelzendes Eis, schmelzendes Quecksilber ($-39,5^{\circ}$) und Kohlensäureschnee (-79°) eingebettet wurde.

Sobald die Temperatur genügend constant war, wurden die ballistischen Beobachtungen begonnen. Da der Widerstand der Secundärspule, sowie die Dimensionen des Gefässes durch die Temperaturerniedrigung verringert wurden, war es nöthig zuvor das leere Glasvöid in Kohlensäureschnee einzubetten und die Compensation bei dieser Temperatur einzustellen; die Empfindlichkeit des Galvanometers wurde dabei jedesmal besonders bestimmt. Wegen der sonst zu gewärtigenden Erwärmung der Magnetisirungsspule mussten diese Versuche leider auf das Feldbereich $+450 > \mathfrak{H} > -450$ beschränkt bleiben, während ich bei den oben beschriebenen Feldern bis zu 3300 C. G. S. anwandte. Ich möchte an dieser Stelle der Actiengesellschaft für Kohlensäure-Industrie für die freundliche Ueberlassung grösserer Mengen flüssiger Kohlensäure dankend erwähnen.

Die bei -79° und -93° gefundenen (punktirten) aufsteigenden Magnetisuringscurven und (ausgezogenen) Hystereseschleifen sind in Fig. 6, 7, 8 dargestellt. Die Vergleichung dieser Curven mit denjenigen für eine Temperatur von $+7^{\circ}$ zeigt, dass die Magnetisirung sämmtlicher gefrorener Amalgame innerhalb des angewandten Feldbereichs mit der Temperatur abnimmt. Auch die Hysteresese sowohl wie die Coercitivintensität sind bei gleichem Bereiche der magnetisirenden Intensität geringer als bei $+7^{\circ}$. Die Verringerung der Hysteresese fällt namentlich auf für Cobaltamalgame bei -93° (Fig. 8), wo sie beinahe verschwunden ist. Es ist bemerkenswerth, dass die Hystereseschleifen der gefrorenen verdünnten Amalgame eine gewisse Aehnlichkeit mit der Gestalt derjenigen des festen krystallinischen Amalgams¹⁾ bei gewöhnlicher Temperatur aufweisen.

Zu bemerken sind noch in Fig. 6 und 8 die bei 100°

1) Steinmetz, l. c. Fig. 1b.

bestimmten Hystereseschleifen, bei denen Wasserdampf durch den erwähnten Behälter geleitet wurde. Sie zeigen entschiedene Zunahme der Hysterese und Coercitivintensität, wie nach dem Vorigen zu erwarten. Dagegen hat die Magnetisirung auffälliger Weise wieder abgenommen, muss also zwischen den Temperaturen des Kohlensäureschnees und des siedenden Wassers irgendwo ein Maximum erreichen, wie im Folgenden näher dargelegt werden soll.

Es blieb zunächst die Frage zu untersuchen übrig, wie sich die Amalgame zwischen -79° und 0° und insbesondere beim Schmelzen verhalten; zu diesem Zwecke wurde folgender Versuch angestellt. Um den Verlauf der Magnetisirung bei constantem Felde als Function der nunmehr veränderlichen Temperatur zu bestimmen, musste der Langsamkeit dieser Aenderung wegen die magnetometrische Methode angewandt werden; statt des Thermometers wurde dabei ein Thermo-element benutzt. Dieses bestand aus Platin- und Kupferdraht; die eine Löthstelle wurde in schmelzendes Eis gelegt, während die zweite sich in der Mitte des Glasovoids im Eisenamalgam befand. Die Aichung des Thermoelements geschah wieder durch Messung des Galvanometerausschlags α , wenn die zweite Löthstelle sich in Kohlensäureschnee ($t = -79^{\circ}$) bez. in schmelzendem Quecksilber ($t = -39,5^{\circ}$) befand; daraus ergab sich folgende empirische Formel:

$$\alpha = 0,852 t - 0,0055 t^2.$$

Aus den beobachteten Galvanometerausschlägen wurden dann später mittels dieser Formel die entsprechenden Temperaturen rückwärts berechnet.

Das zu untersuchende Eisenamalgam wurde zuerst stark durchgeschüttelt und darauf in Kohlensäureschnee eingebettet. Der magnetisirende Strom wurde erst geschlossen, wenn die Temperatur des Amalgams gleich derjenigen der festen Kohlensäure war. Die gleichzeitigen Beobachtungen der Magnetometerablenkung und der Temperatur — wobei letztere in etwa zwei Stunden von -79° auf 0° stieg — sind im linken Theile der unteren Curve der Fig. 9 aufgezeichnet, welche sich auf eine Feldintensität von nur 16 C. G. S. bezieht. Wie ersichtlich, tritt beim Schmelzpunkt eine Unstetigkeit hervor, indem

die Magnetisirung fast um 15 Proc. zunimmt. Freilich erstreckt sich diese Zunahme scheinbar über den Bereich von -39° bis -32° ; indessen glaube ich dies auf die ungleichförmige Temperaturvertheilung innerhalb des Ovoids zurückführen zu müssen. Denn bei der durch die Dimensionen der Spule und des Ovoids bedingten Anordnung der Kühlvorrichtung befand sich um die Mitte des Ovoids weniger Kohlen-säureschnee als um den Enden; gerade dort, wo das Thermo-element sich befand, konnte daher die Erwärmung rascher fortschreiten und musste die Temperatur stets einige Grade höher sein als an den Enden, bez. pflanzte sich der Schmelzvorgang von der Mitte aus nach beiden Enden allmählich fort. Die Angabe des Thermoelements änderte sich während 20 Minuten nur um einen Grad, von etwa -39° bis -38° ; während des danach erfolgenden, etwa 7 Minuten beanspruchenden Anstieges auf -32° schmolzen die beiden Enden des Ovoids vollends. Die Wirkung auf das Magnetometer war offenbar eine durchschnittliche, bei der sogar das eine Ende vorwiegen konnte, und die Unstetigkeit dauerte hier so lange, bis die letzten Amalgamreste geschmolzen waren.

Nach alledem glaube ich eine Unstetigkeit beim Schmelzen selbst annehmen zu sollen; ob diese dennoch einem messbaren Temperaturbereich entspricht und beim Gefrieren in gleicher entgegengesetzter Weise auftritt, könnte erst durch weitere Versuche entschieden werden; dabei wäre für gleichförmigere Temperatur und rascheres Schmelzen bez. Gefrieren zu sorgen, damit auch rein zeitliche Aenderungen ausgeschlossen würden.

Versuche bei höheren Temperaturen bis 240° wurden folgendermaassen angestellt. Eine Secundärspule aus 0,4 mm dickem Kupferdraht, deren Windungen mit Asbestpapier und Faden isolirt waren, wurde auf ein Glasrohr gewickelt. Ein widerstandsfähiges Reagensglas wurde mit Amalgam beschickt und in diese Secundärspule hineingesteckt, und das Ganze in ein Messingrohr gebracht, welches unten geschlossen war. Dieses Rohr wurde in die mit Asbest ausgefütterte Magnetisirungsspule eingeschoben, sodass zwischen beiden ringsum ein Luftraum von einigen Millimetern freiblieb. Das Rohr wurde mit einem untergestellten Brenner erhitzt und die Temperatur des Amalgams mittels Thermoelement oder Thermometer beobachtet.

Um zunächst die zuletzt besprochene Curve für das constante Feld 16 C. G. S. auch bis zu höheren Temperaturen fortzusetzen, bediente ich mich eines ganz ähnlichen Verfahrens, wobei nur die natürliche Abkühlung an die Stelle der früheren Erwärmung trat; es stellte sich heraus, dass bei dieser Feldintensität die Abnahme der Magnetisirung vom Schmelzpunkt bis 190° kaum 1 Proc. beträgt, wenn sie überhaupt merklich ist. Bei einer Feldintensität von 80 C. G. S. ist die Abnahme erheblicher, indem sie von $+20^{\circ}$ bis $+190^{\circ}$ etwa 5 Proc. beträgt (Fig. 9 obere Curve; da in dieser Figur die Ordinaten nur relative Ausschläge darstellen, sind beide Curven nicht absolut vergleichbar. Wie die sofort zu besprechenden Magnetisierungscurven der Fig. 10 und 11 zeigen, wird diese Abnahme noch bedeutender bei intensiveren Feldern, bei denen aber die magnetometrische Methode der Compensationsschwierigkeiten halber versagte. Die obere Curve der Fig. 9 konnte äusserer Umstände halber nicht mehr bis -100° verlängert werden; indessen ist nach der Discussion der unteren Curve nicht zu bezweifeln, dass ihr Verlauf sehr nahe durch die punktierten Linien dargestellt wird; die Fragezeichen deuten vorsichtshalber auf das Fehlen einer unmittelbaren experimentellen Unterlage.

Das Gesamtergebniss kann dahin formulirt werden, dass bei Feldern über 20 C. G. S. die Magnetisirung flüssiger Amalgame ein Maximum beim Schmelzpunkt aufweist, zu welchem sie von höheren Temperaturen her stetig, von tieferen her unter Ueberbrückung einer Unstetigkeit beim Schmelzen ansteigt. Ueber das Verhalten bei schwächeren Feldern lässt sich nichts Bestimmtes aussagen.

Ganz im Einklang hiermit stehen die in Fig. 10 und 11 dargestellten aufsteigenden Magnetisierungscurven, welche wieder mittels der ballistischen Methode nach dem oben genau angegebenen Verfahren erhalten wurden. Da eine leichte Oxydation sich trotz des Leinöls bei höherer Temperatur nicht vermeiden lässt, so wurde zuerst bei dieser operirt, und alsdann erst die Curve für Zimmertemperatur bestimmt; aus dieser ist dann überdies der Procentgehalt leicht herzuleiten, da nach dem oben Ausgeführten die specifische Magnetisirung als constant betrachtet werden darf. Wie zu ersehen, ist der

Einfluss der Temperatur beim Cobalt eingreifender als beim Eisenamalgam.

Zum Schluss sei es mir gestattet, Hrn. Dr. H. du Bois, in dessen Laboratorium diese Versuche ausgeführt wurden, für seine vielseitige Unterstützung und freundlichen Rathschläge meinen wärmsten Dank auszusprechen.

Berlin, 20. Juli 1896.

**5. Bemerkungen zu der Abhandlung des Hrn. Kohn
über magnetisch weiche und harte Körper;
von P. Beck.**

In einer Arbeit über magnetisch harte und weiche Körper kommt Hr. Kohn in Bezug auf die von Föppl behauptete Schirmwirkung des Stahles zu anderen Resultaten¹⁾ als den von mir gefundenen.²⁾ Ist ein Leiter von einem magnetisch harten Körper, z. B. Stahl umgeben, so soll nach der genannten Theorie das Magnetfeld des Stromes ein anderes und zwar ein schwächeres sein, als wenn der Leiter sich in Luft befindet oder von magnetisch weichen Körpern, z. B. weichem Eisen, umgeben ist, wobei natürlich vorausgesetzt ist, dass die Anordnung eine solche ist, dass nirgends freier Magnetismus entstehen kann. Die einfachste durch diese Versuchsbedingungen gegebene Anordnung besteht offenbar darin, einen geradlinigen Leiter in Metallröhren zu bringen, welche in Bezug auf magnetische Härte verschiedene Eigenschaften haben und das durch den Strom hervorgerufene Magnetfeld ausserhalb dieser Röhre zu messen. Zu diesem Zweck bringt man in das Magnetfeld eine Spule und misst den Inductionsstrom, welcher dadurch entsteht, dass Spule und Magnetfeld ihre gegenseitige Lage um 180° ändern. Dies kann nun auf zweierlei Weise geschehen. Entweder bleibt die Spule in Ruhe und der Strom, und damit zugleich das Magnetfeld des Stromes, wird umgekehrt, oder der Strom bleibt constant und die Spule wird um 180° gedreht. Die erstere Methode habe ich, die letztere hat Hr. Kohn verwandt. An und für sich sind beide Methoden gleichwerthig und müssten zu demselben Resultat führen.³⁾ Ich bevorzugte die erste Methode, weil nur diese mir die Gewähr zu bieten schien, dass wirklich nur das vom

1) A. Kohn, Wied. Ann. 58. p. 527. 1896.

2) Föppl, Wied. Ann. 57. p. 464. 1896.

3) Vgl. Auerbach, „Messung magnetischer Felder“ in Winkelmann's Handbuch der Physik, III, 2. p. 101. 1893.

Strom herrührende Magnetfeld gemessen wurde, während es bei der von Hrn. Kohn angewandten Anordnung zum mindesten schwierig ist, die durch den Erdmagnetismus und durch die bei den Versuchen verwandten Stahl- und Eisenmassen hervorgerufenen Wirkungen zu eliminiren. Auf diesen Punkt komme ich nachher noch zurück.

Ueber die von mir verwandte Methode urtheilt Hr. Kohn¹⁾: „Beim Erzeugen dieses Inductionsstromes durch Schliessen resp. Oeffnen des Primärstromes wäre jedoch, wenigstens bei übergeschobenem Versuchsrohre, nur die Stärke des entstehenden bez. verschwindenden Feldes gemessen worden und die zu findende Erscheinung zum mindesten sehr undeutlich hervorgetreten, wie es sich auch durch Versuche bestätigte.“ Nach meiner Meinung wird bei dieser Methode lediglich der Strom gemessen, welcher dadurch entsteht, dass Spule und Magnetfeld ihre Lage um 180° oder — wenn der Strom nicht umgekehrt, sondern nur geöffnet oder geschlossen wird — um 90° ändern, also genau derselbe Strom, welcher bei Umdrehen der Spule erhalten wird. Was Hr. Kohn mit dem citirten Einwand meint, ist mir zu meinem Bedauern nicht klar geworden. Uebrigens geht aus der oben citirten Bemerkung hervor, dass Hr. Kohn trotz seiner theoretischen Bedenken versucht hat, sich dieser Anordnung zu bedienen, wobei jedoch „die zu findende Erscheinung zum mindesten sehr undeutlich“ hervortrat, was sich von meinen Resultaten nur insofern unterscheidet, als bei denselben das Gegentheil der „zu findenden Erscheinung“ mit aller nur wünschenswerthen Deutlichkeit zu beobachten war.

Der zweite Einwand, den Hr. Kohn erhebt, besteht darin, dass bei meiner Anordnung das Verhältniss von Spule und Rohrlänge 1:1 war. Soweit ich aus späteren Angaben ersehe, glaubt Hr. Kohn, dass in folgedessen der im Stahl oder Eisen möglicherweise befindliche remanente Magnetismus oder der vom erdmagnetischen Feld inducirte einen störenden Einfluss ausüben muss. Wenigstens hebt er an anderer Stelle hervor,²⁾ dass er diesen Einfluss dadurch vermieden habe, dass

1) l. c. p. 529.

2) l. c. p. 538.

er der Röhre eine Länge von 2 m gab, sodass Röhre und Spule sich wie 10:1 verhalten, während Röhren von 40 cm Länge beim Umkehren der Spule einen Inductionsstrom hervorriefen, der achtmal so stark war, als der vom primären Strom allein erzeugte. Hr. Kohn übersieht dabei, dass bei meiner Anordnung Spule und Röhre ihre gegenseitige Lage überhaupt nicht ändern; nur in diesem Falle kann aber bekanntlich ein Magnet einen Inductionstrom hervorrufen. Nachdem ich die im Folgenden zu erwähnenden Versuche beendet hatte, habe ich die Stahlröhre stark magnetisirt und mich davon überzeugt, dass die von mir erhaltenen Resultate völlig unabhängig davon sind, ob die Stahlröhre ein starker permanenter Magnet oder völlig unmagnetisch ist.

Obwohl es mir nicht möglich war, in meiner Versuchsanordnung irgend einen principiellen Fehler zu entdecken, so wurde ich doch durch Hrn. Kohn's Arbeit veranlasst, den von ihm eingeschlagenen Weg zur Lösung der vorliegenden Frage zu betreten. Soll der durch Umkehren der Spule hervorgerufene Strom nur von dem Magnetfeld des Primärstromes herrühren, so ist es, wie Hr. Kohn richtig hervorhebt, nothwendig, dass die Spule keine anderen Kraftlinien schneidet, als die vom Strom herrührenden. Wird die Spule nun so aufgestellt, dass die Drehungsaxe parallel den Kraftlinien des erdmagnetischen Feldes verläuft, so ist der Einfluss derselben offenbar eliminirt. Das Magnetfeld des in Luft befindlichen Leiters kann dann leicht gemessen werden. Wird über diesen Leiter nun aber eine Stahl- oder Eisenröhre geschoben, so wird dadurch offenbar in der Umgebung derselben Richtung und Stärke des erdmagnetischen Feldes geändert. So fand Hr. Kohn bei Verwendung einer 40 cm langen Röhre einen Strom, der achtmal so stark war als der durch den primären Strom hervorgerufene. Wird die in Richtung der erdmagnetischen Kraftlinien befindliche Röhre verlängert, so nimmt natürlich der Einfluss des an den beiden Enden inducirten Magnetismus ab. Während Hr. Kohn bei Verwendung einer 40 cm langen Röhre eine Aenderung des Inductionsstromes um 800 Proc. fand, konnte er eine solche bei einer Röhre von 2 m Länge überhaupt nicht mehr beobachten.

Es ist mir nun trotz aller Bemühungen nicht gelungen,

eine derartige Anordnung zu finden. Da mir nur Röhren von 1 m Länge zur Verfügung standen, so wählte ich eine entsprechend kleinere Spule, deren Durchmesser 8 cm betrug, sodass also das Verhältniss von Spulen- und Rohrlänge $1:12\frac{1}{2}$ war. Es wurde nun der primäre Leiter in Richtung der erdmagnetischen Kraft befestigt und in 30 mm Entfernung von demselben die Spule so aufgestellt, dass die Drehungsaxe derselben dem primären Leiter parallel war. Beim Umdrehen der Spule erfolgte, wie zu erwarten war, kein Ausschlag am Galvanometer. Wurde nun aber die Eisenröhre über den Draht geschoben, so erhielt ich, auch wenn der primäre Leiter stromlos war, beim Umdrehen der Spule einen starken Induktionsstrom, welcher offenbar die Folge der durch die Eisenmasse herbeigeführten Aenderung des erdmagnetischen Feldes war. Durch längere Versuche war es nun möglich, die Spule in eine solche Lage zu bringen, dass dieser Induktionsstrom wenigstens annähernd verschwand. In dieser zweiten Stellung befand sich aber die Spule in einer anderen Stellung gegen die Röhre und folglich auch gegen den primären Leiter als wie in der ersten. Die bei beiden Stellungen erhaltenen Ausschläge am Galvanometer sind daher naturgemäss nicht miteinander vergleichbar. Meine Versuche, eine Stellung der Spule zu finden, in welcher dieselbe beim Umkehren stromlos blieb, mochte sich in ihrer Nähe die nicht unbedeutende Eisenmasse befinden oder nicht, blieben leider ohne Erfolg und ich musste daher darauf verzichten, die Versuche mit der Anordnung Hrn. Kohn's zu wiederholen.

Da Hr. Kohn nur bei geringer Stärke des primären Stromes deutliche Schirmwirkungen erhalten hatte, wiederholte ich meine früheren Versuche unter Verwendung ganz schwacher Ströme. An einem Balken der Zimmerdecke befestigte ich einen Draht, dessen oberes Ende festgeklemmt war, während ein an das untere Ende angebrachtes schweres Gewicht dem Draht stets die verticale Richtung gab. Infolge dieser Anordnung kehrte der Draht stets in dieselbe Lage zurück, auch wenn er beim Ueberziehen der Röhre aus derselben verrückt worden war. In 3 cm Entfernung vom Draht befestigte ich in unverrückbarer Stellung ein Brett von 1 m Länge und 30 cm Breite, um welches der Leiter des Induktionsstromes

in 80 Windungen gewickelt wurde. Gemessen wurde der Inductionsstrom nach der ballistischen Methode an einem du Bois-Rubens'schen Galvanometer, dessen Rollen parallel geschaltet waren, sodass der Widerstand des Galvanometers nur 5 Ohm betrug. Von den drei Magnetsystemen verwandte ich das schwerste, als das für die ballistische Methode geeignetste.¹⁾ Der primäre Strom wurde mit Hilfe einer Tangentenbussole gemessen, deren Reductionsfactor ich zu 0,085 bestimmt hatte. Die folgende Tabelle giebt die durch Umkehren des primären Stromes erhaltenen Ausschläge, wenn der Leiter desselben sich in Luft, Eisen oder Stahl befand. Die primäre Stromstärke wurde aus den Ausschlägen der Tangentenbussole in bekannter Weise berechnet. Jede Zahl ist das arithmetische Mittel aus vier Ablesungen.

Stromstärke in Amp.	Primärer Leiter in		
	Luft	Eisen	Stahl
0,025	1,00	1,05	1,00
0,036	1,55	1,55	1,50
0,070	3,05	3,15	3,10
0,076	3,20	3,25	3,25
0,084	3,70	3,60	3,70
0,093	4,05	4,10	4,05
0,106	4,70	4,80	4,80
0,127	5,40	5,50	5,45
0,154	6,55	6,50	6,50
0,188	8,25	8,15	8,10
0,217	11,35	11,20	11,10
0,232	17,5	18,0	18,0

Von einer Schirmwirkung des Stahles ist offenbar nichts zu bemerken. Die verwandten Metallröhren sind die bereits in der vorigen Arbeit beschriebenen. Besonders sei darauf aufmerksam gemacht, dass dieselben — sie waren gebohrt — eine Wandstärke von 15 mm besaßen, während die dickste von Hrn. Kohn verwandte Röhre nur 3 mm dick war. Da Hr. Kohn das Gesetz gefunden hat, dass die Schirmwirkung proportional der Wandstärke wächst und dass sie um so grösser ist, je geringer die Stärke des primären Stromes ist,

1) Vgl. du Bois und H. Rubens, Modificirtes astatisches Galvanometer. Wied. Ann. 18. p. 246. 1893.

so hätte ich eine sehr bedeutende Schirmwirkung erhalten müssen.

Hr. Kohn hat sich bei seinen Untersuchungen auf die Verwendung sehr schwacher Primärströme beschränkt, da bei stärkeren Strömen die Röhren „wohl durch circulare Magnetisirung zu stark beeinflusst wurden“. ¹⁾ Leider hat er nicht angegeben, ob bei stärkeren Strömen die Schirmwirkung des Stahles überhaupt verschwand, oder worin sich sonst diese starke Beeinflussung der Röhren bei den Beobachtungen bemerkbar machte. Fließt durch einen zur Röhre coaxialen Leiter ein Strom, so kann die Röhre als ein circular magnetisierter Ring aufgefasst werden. Ein solcher übt aber bekanntlich auf den Aussenraum keinerlei Wirkung aus, mag die Magnetisirung nun stark oder schwach sein. Wie daher die circulare Magnetisirung der Röhre als Erklärungsgrund dafür dienen kann, dass weicher Stahl das Magnetfeld eines Stromes von 0,5 Amp. wenigstens theilweise abschirmt, während bei 1 Amp. andere, von Hrn. Kohn allerdings nicht angegebene Erscheinungen auftreten, scheint mir nicht ganz durchsichtig zu sein.

Schliesslich sei noch ein schon in meiner letzten Arbeit angedeutetes Bedenken gegen die Grundlage der besprochenen Theorie erwähnt. Ist \mathfrak{H} der Vector der magnetischen Kraft, \mathfrak{B} derjenige der magnetischen Induction, sodass also die Gleichung

$$\mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}$$

besteht, so lauten die Gleichungen für das Magnetfeld eines constanten Stromes

$$\operatorname{div} \mathfrak{B} = 0 \quad \operatorname{curl} \mathfrak{H} = 0.$$

Diese Gleichungen dienen in ihrer ursprünglichen Bedeutung lediglich dazu, das Magnetfeld eines constanten Stromes, also einen stationären Zustand zu beschreiben. Die Theorie Föppl's beruht nun darauf, dass jene Gleichungen als das Differentialgesetz der Fortpflanzung der Kraftlinien beim Schliessen und Oeffnen des Stromes angedeutet werden, woraus dann weiter, allerdings in mehr anschaulicher als mathematischer Form,

1) l. c. p. 535.

gefolgert werden kann, dass es Körper gibt, welche die Fortpflanzung der Kraftlinien aufheben und infolgedessen gegen die magnetischen Wirkungen des Stromes schirmen. Mir scheint dagegen diese Deutung jener Gleichungen völlig unzulässig, da, um von anderen Bedenken abzusehen, eine Gleichung, welche die Zeit gar nicht enthält, unmöglich das Gesetz für einen Fortpflanzungsvorgang darstellen kann.

Leipzig, Physik. Inst. d. Univ., Juli 1896.

**6. Ueber ein neues photographisches
Photometrirverfahren und seine Anwendung auf
die Photometrie des ultravioletten Spectralgebietes;
von Hermann Th. Simon.**

(Habilitationsschrift Erlangen.)

(Hierzu Taf. II Fig. 1–8.)

Inhalt: I. Princip der Methode. II. Anwendung des Principis für photometrische Messungen mit violettem und ultraviolettem Lichte. 1. Apparate. a) Der Registrirapparat. b) Der Helligkeitscomparator. 2. Gang der Versuche. a) Justirung und Aichung des Apparates. b) Aufnahme und Vermessung der Platten. c) Berechnung. d) Verfahren bei der Bestimmung von Absorptionscoefficienten. c) Versuchsergebnisse. 3. Discussion der Fehlerquellen und der Genauigkeit der Methode. a) Das Lichtschwächungsgesetz des Sektorenapparates. b) Die Vermessung mit dem Helligkeitscomparator. III. Schluss.

Mit Hülfe der verschiedenen Photometer, der Thermosäule und des Bolometers ist es seit langem möglich, photometrische Untersuchungen in dem weniger brechbaren Theile des sichtbaren Spectrums, sowie im Infraroth durchzuführen. Dagegen fehlen noch Methoden, um auch in dem brechbareren Theile des Spectrums, vor allem dem Ultraviolett, einwandsfreie photometrische Messungen vorzunehmen, trotzdem dieselben in diesem Bereiche nach vielen Richtungen hin ein besonderes Interesse darbieten.

Im Folgenden wird ein *photographisches Beobachtungsprincip* auseinandergesetzt, durch welches genaue und sichere photometrische Messungen bis zu den kleinsten Wellenlängen möglich werden. Ferner wird ein auf Grund dieses Principis für spectralphotometrische Messungen eingerichteter Spectralapparat beschrieben und seine Leistungsfähigkeit durchdiscutirt und geprüft werden.

Die Anordnung liefert für alle auf photographische Platten wirkenden Strahlen dieselbe Genauigkeit; und zwar eine Genauigkeit, die vollkommen den besten Leistungen der gebräuchlichen Photometer entspricht.

I. Princip der Methode.

Den meisten Photometern, soweit sie nicht zu absoluten Messungen dienen (Bolometer, Thermosäule, Selenphotometer etc.),

liegt folgendes Princip zu Grunde: Von den zu vergleichenden Lichtquellen aus werden zwei möglichst dicht aneinander grenzende Flächen gleichartig beleuchtet, sodass jede Fläche nur von einer der beiden Lichtquellen Licht empfängt. Die Strahlen der stärkeren Lichtquelle werden messbar abgeschwächt, bis die beiden beleuchteten Felder gleich hell erscheinen. Der Grad der Abschwächung misst dann die Intensität der stärkeren Lichtquelle in Einheiten der anderen.

Die Genauigkeit, die mit derartigen Photometern erzielt werden kann, ist gegeben durch die Unterschiedsschwelle des Auges, d. h. den kleinsten Helligkeitsunterschied zweier beleuchteter Flächen, welchen das Auge noch zu erkennen vermag. Diese Unterschiedsschwelle wird erfahrungsgemäss nur dann voll ausgenutzt, wenn die Bilder der beiden hellen Flächen auf der Netzhaut ohne Trennungslinie aneinander stossen.

Am vollkommensten ist diese Bedingung bei dem von den Hrn. Lummer und Brodhun¹⁾ construirten Würfel erfüllt. Doch blieb für spectralphotometrische Messungen eine störende Unvollkommenheit dadurch bestehen, dass die Unterschiedsschwelle des Auges sehr von der Farbe abhängig ist, sodass also die Genauigkeit der bisherigen Methoden je nach der untersuchten Spectralgegend verschieden ist. Von der Wellenlänge 430 $\mu\mu$ ab nach dem Violett hin versagen dieselben, wie schon erwähnt, ganz.

Durch einen bei fast allen Photometern verwendbaren Kunstgriff ist es mir gelungen, diese Schwierigkeiten zu überwinden und zugleich eine Reihe sonstiger, nicht unwesentlicher Vortheile zu gewinnen:

Statt nämlich vom Auge direct bestimmen zu lassen, unter welchen Versuchsbedingungen die beiden Photometerfelder gleichviel Licht erhalten, lasse ich die den einzelnen Phasen des Einstellungsvorganges entsprechenden Helligkeiten derselben photographisch registriren. Dem Auge weise ich erst in zweiter Linie die Aufgabe zu, auf der photographischen Platte die der Helligkeitsgleichheit entsprechende Gleichheit der photographischen Wirkungen zu ermitteln.

Dadurch sind einmal alle diejenigen Wellenlängen den Messungen zugänglich gemacht, die überhaupt photographische

1) Lummer u. Brodhun, Ztschr. f. Instrumentenk. 9. p. 23. 1889.

Wirkungen ausüben. Ferner können durch passende Wahl der Expositionszeiten die für photometrische Messungen günstigsten Helligkeitsverhältnisse erzielt und dadurch eine für alle Wellenlängen gleiche grösste Genauigkeit erreicht werden.

Ein einfaches Beispiel möge das Princip und seine Anordnung veranschaulichen:

Das Joly'sche Photometer besteht aus zwei durch eine undurchsichtige Fläche getrennten Paraffinklötzen a und b (vgl. Taf. II Fig. 1), von denen jeder von einer der zu vergleichenden Lichtquellen aus beleuchtet wird. Die Abschwächung der stärkeren Lichtquelle J_1 wird durch Vergrösserung des Abstandes derselben vom Photometer erreicht, bis die beiden Paraffinflächen a und b gleich hell erscheinen. Wir blenden von denselben ein schmales Rechteck mnp aus und lassen ein Bild von mnp auf die vertical verschiebbare photographische Platte einer geeignet aufgestellten Camera fallen. Die Platte sei durch eine starre mechanische Anordnung mit der auf der optischen Bank verschiebbaren stärkeren Lichtquelle J_1 derart gekuppelt, dass sich bei einer Verschiebung der letzteren die Platte um eine ihr proportionale Strecke gegen das Bild von mnp verschiebt. Man erhält dann bei gleichförmiger Bewegung der Lichtquelle J_1 von der Stelle r_1 der optischen Bank zur Stelle r_2 , auf der Platte unendlich viele nebeneinander gelagerte Bilder von mnp , d. h. zwei vertical nebeneinander liegende geschwärzte Streifen $a_1 a_2$, $b_1 b_2$, ähnlich wie es Fig. 6 zeigt. Von diesen Streifen ist der eine, von der feststehenden Lichtquelle J_0 herrührende $a_1 a_2$ gleichmässig auf seiner ganzen Länge geschwärzt. Der andere, von der verschobenen Lichtquelle J_1 herrührende $b_1 b_2$ dagegen zeigt eine stetig abnehmende Schwärzung. Wenn zu irgend einer Zeit, während die Lichtquelle J_1 von r_1 nach r_2 bewegt wurde, bei einem Abstände r_y derselben die beiden Photometerflächen a und b gleich hell beleuchtet waren, so muss es auf der Platte eine entsprechende Stelle y geben, wo die Schwärzung der beiden Streifenhälften $a_1 a_2$ und $b_1 b_2$ dieselbe ist.

Der zur genauen Ermittlung dieser Stelle (wir wollen sie die *Gleichheitsstelle* nennen) dienende Apparat wird unten ausführlich beschrieben werden.

Finden wir die Gleichheitsstelle z. B. um $1/n$ der Ge-

sammtschwärzung $b_1 b_2$ vom Anfang b_1 derselben entfernt, so muss auch r_y um $1/n$ der Gesamtverschiebung $r_2 - r_1$ von r_1 entfernt liegen. Aus $r_y = 1/n (r_2 - r_1)$ ergibt sich in bekannter Weise das Resultat der photometrischen Messung.

Dieser Kunstgriff ist ohne weiteres bei den meisten Photometern zu verwenden. Seine Anwendung bedingt eine verschiedene Art der Kuppelung von Platte und Abschwächevorrichtung, je nach der Art des benutzten Photometers, welches für Versuche im Ultraviolett nur diaktinische Medien enthalten darf.

II. Anwendung des Principis für photometrische Messungen mit violettem und ultraviolettem Lichte.

1. Apparate.

Jede photometrische Messung nach dem beschriebenen Verfahren besteht aus zwei Theilen, der photographischen Registrirung und der Ausmessung der photographischen Platte, *die ein bleibendes, stets controllirbares Document der Messung ist.*

Bei meinen Messungen diente als Registrirapparat *ein mit den nöthigen Nebenapparaten versehener Spectralapparat*, zur Ermittlung der Gleichheitsstelle auf der Platte (vgl. p. 93) *ein neu construirter Helligkeitscomparator.*

a) Der Registrirapparat (vgl. Taf. II Fig. 3)

besteht aus drei Haupttheilen ¹⁾: 1) dem infolge seiner schweren Bauart sehr stabilen grösseren Spectralapparate A ²⁾, 2) der Lichtabschwächevorrichtung B , 3) der Verkuppelung C , zur starren Verbindung der verschiebbaren photographischen Platte mit der Lichtabschwächevorrichtung.

1. An dem *Spectralapparate* A waren für meine Messungen alle das Ultraviolett absorbirenden optischen Systeme durch Quarz oder Flussspaththeile ersetzt: Das Doppelprisma (nach Cornu) P ist aus Quarz, die Objective sind Quarz-Flussspath-Achromate von 32 cm Brennweite, wie ich sie früher beschrieben habe ³⁾, und wie sie sich mir ³⁾ und Hrn. Pauer ⁴⁾ für Untersuchungen im Ultraviolett in vorzüglicher Weise bewährt haben.

1) Derselbe wurde in der Werkstätte des hiesigen Physikalischen Instituts von Hrn. Mechaniker J. G. Böhner in vorzüglicher Ausführung hergestellt.

2) Vgl. J. Acworth, Wied. Ann. **42**. p. 371. 1891.

3) H. Th. Simon, Wied. Ann. **53**. p. 542. 1894.

4) J. Pauer, Ber. der Phys.-med. Soc. zu Erlangen. **127**. p. 120. 1895.

Das Ocular des Beobachtungsfernrohres ist durch eine photographische Einrichtung ersetzt: eine horizontale Schlittenführung m , in der die eingeschliffene Cassette D mittels einer Schraube o leicht gleitend hin und her bewegt werden kann. Durch einen symmetrisch verstellbaren verticalen Ocularspalt q , der vor der Platte angebracht ist, wird aus dem Spectrum ein bestimmter Bereich herausgeblendet.

Das Beobachtungsfernrohr F mit dem Ocularspalte q und der Cassette D kann durch eine Mikrometerschraube um die Hauptaxe des Apparates gedreht, und die Stellung mit Trommel und Theilung genau bestimmt werden. (Ueber die Auswerthung derselben in Wellenlängen vgl. weiter unten.)

Wenn man im äussersten Ultraviolett beobachtet, geben zuweilen die von der Wand des Fernrohres F reflectirten und so durch den Ocularspalt q auf die Platte gelangenden Strahlen des weniger brechbaren Spectrums zu *ungleichmässigen Schwärzungen und Streifenbildungen* Anlass. Durch einen vor dem Ocularspalte q in das Fernrohr hineinragenden Tubus t (Taf. II Fig. 5) von rechteckigem Querschnitt hält man diese reflectirten Strahlen von der Platte fern, ohne die directen Strahlen zu stören.

2. Die eigentliche *photometrische Vorrichtung* B ist, im Anschluss an frühere Constructionen, eine *rotirende Scheibe* mit sectorenförmigen Ausschnitten, deren Gesamtbreite zwischen den Grenzen 0 und 180° stetig, auch während der Rotation, verändert werden kann.

Dieselbe ist zwischen Lichtquelle und Collimatorschlitz so aufgestellt, dass sie nur die eine, untere Hälfte desselben bedeckt, dass sie also nur das diese Spalthälfte treffende Licht schwächt.

Wird die rotirende Scheibe, bei der μ das Winkelverhältniss der ausgeschnittenen Sektoren zum ganzen Umfange sei, in den Gang eines Lichtstrahles von der Intensität J_0 eingeschaltet, so gelangt auf einen den Lichtstrahl aufnehmenden Schirm nur mehr eine Lichtmenge $J = \mu J_0$. Wofern die Scheibe gleichmässig rotirt, ist also ihre lichtschwächende Kraft gegeben durch das Verhältniss μ , welches bei meinem Apparate zwischen 0 und $\frac{1}{2}$ veränderlich ist.

Die *Construction des Scheibenapparates* B ist folgende (vgl. Taf. II Fig. 4): Mit der Hauptaxe a desselben ist eine Metall-

scheibe s_1 von 25 cm Durchmesser mit drei ausgeschnittenen Sektoren von je 60° Öffnung fest verbunden. Ihr anliegend ist eine zweite ebensolche Scheibe s_2 mit einem rohrförmigen Messingansatz c auf der Hauptaxe gegen die erste Scheibe drehbar. Durch Drehung dieser zweiten Scheibe gegen die erste ändert sich die Breite der gesammten freien Scheibenausschnitte stetig von 0 bis 180° . Diese Drehung wird folgendermaassen bewirkt: In die Hauptaxe a ist parallel zur Rotationsaxe eine rechteckige Nut n eingehobelt, in der ein sorgfältig eingeschliffenes Schlittenstück p hin- und hergleitet. Das an der zweiten Scheibe s_1 angesetzte Rohr c hat einen spiralförmig gewundenen, sehr genau gearbeiteten Schlitz k von einer auf 5 cm Rohrlänge vertheilten Steigung um $\frac{1}{6}$ des Umfangs. In diesen Schlitz greift der Stift z , der mit dem in die Axennut eingeschliffenen Schlittenstück p fest verschraubt ist. Bewegt sich dieses Schlittenstück p in seiner Führung n parallel der Rotationsaxe, so gleitet der Stift z in dem Schlitz k weiter und dreht die Scheibe s_2 gegen die Scheibe s_1 , verändert daher die Sektorenbreite stetig. Um diese Verschiebung des Stiftes z auch während der Rotation vornehmen zu können, ist mit dem den Stift tragenden Schlittenstück p ein auf der Hauptaxe verschiebbarer Ring r mit eingedrehter, rechteckiger Ringnut fest verbunden. In diese Ringnut greift die Messingplatte b , die durch den Schlitten d auf einer am Stativ befestigten Schlittenführung f gleitet und durch die Schraube e parallel zur Rotationsaxe hin- und hergeführt wird. So bewirkt eine Drehung dieser Schraube e eine stetige Veränderung der Sektorenbreiten zwischen 0 und 180° , ob der Apparat rotirt oder nicht. Die jeweilige Breite der Sektoren kann auf einer auf der Scheibe s_2 angebrachten Kreistheilung mittels eines Index an der Scheibe s_1 abgelesen werden.

3. *Um die Bedingung unseres Principes zu erfüllen, dass jeder Stellung der Platte vor dem Ocularspalte q eine bestimmte Breite der Ausschnitte an der Sektorenscheibe entspreche, ist die Schraube e , welche die Abschwächungsvorrichtung B verstellt, mit der Schraube o gekuppelt, welche die Cassettenverschiebung vor dem Ocularspalte q bewirkt (vgl. Taf. II Fig. 3). Durch das Paar Kegelzahnräder t wird die Drehung der Schraube e zunächst auf eine Axe x und von dieser durch*

ein zweites Paar Kegelzahnäder u auf die Schraube o übertragen. Die Axe x besteht aus zwei durch eine Hülse verbundenen Stücken, sodass sich ihre Länge dem durch die jeweilige Fernrohrstellung bestimmten Abstände der Zahnäder t und u anpassen lässt. Die Kegelzahnäder und die Axenlager sind so gearbeitet, dass bei jeder Axenstellung, die bei der Drehung des Fernrohrs F durch das Spectrum nöthig wird, die Uebertragung der Drehung von Schraube e sicher auf o vermittelt wird.

Der Scheibenapparat wird durch die Schnurscheibe l von einem kleinen Electromotor M aus in Drehung versetzt. Durch ein Vorgelege V , Schnurläufe und die Zahnradübersetzung ih geeignet verlangsamt, wird die Rotation der Sectorscheibe zugleich auf das gekuppelte System C der Sectorsenverstellung e und der Plattenverschiebung o übertragen. Die Sectorscheibe wirkt bei ihrem relativ grossen Gewicht wie ein Schwungrad. Dadurch sind einmal plötzliche Schwankungen ihrer Rotationsgeschwindigkeit, die zu Fehlern Anlass geben könnten, ausgeschlossen (ganz allmähliche Aenderungen derselben haben keinen Einfluss). Dann wird so zugleich die Gleichmässigkeit der Plattenverschiebung wesentlich erhöht. Uebrigens können Störungen der letzteren zu Fehlern nie Anlass werden, da sie sich gleichartig auf den beiden Streifenhälften $a_1 a_2$ und $b_1 b_2$ (Taf. II Fig. 6) geltend machen.

Ein durch die Verschiebung der Platte b ausgelöster Unterbrecher öffnet automatisch den Strom des Electromotor, sobald die Sectorscheibe alle Stellungen von 0 bis 180° oder umgekehrt durchlaufen hat.

b) Der Helligkeitscomparator.

In dem zweiten Theile der Messungen kommt es darauf an, die Gleichheitsstelle, d. h. die Stelle gleicher Schwärzung, mit möglichster Genauigkeit zu ermitteln. Es ist nicht möglich, die beiden Hälften des Collimatorspaltes mit dem Lichte der zu vergleichenden Lichtquellen so zu beleuchten, dass nicht eine Trennungslinie bestehen bliebe. Entsprechend erscheinen auch auf der photographischen Platte die beiden geschwärtzten Streifen $a_1 a_2$ und $b_1 b_2$ durch eine Linie getrennt. (Taf. II Fig. 6.)

Um die Unterschiedsschwelle des Auges möglichst aus-

zunutzen, musste daher ein Instrument construirt werden, welches zwei entsprechende Stellen der Streifen $a_1 a_2$ und $b_1 b_2$ herausgreift und von denselben dicht nebeneinander liegende Bilder liefert. Ein solches Instrument wurde mir auf meinen Wunsch von der Firma Carl Zeiss in Jena bereitwilligst construirt.¹⁾ Eine Constructionsskizze desselben in natürlicher Grösse mit Angabe der einzelnen Dimensionen ist in Taf. II Fig. 7 wiedergegeben.

Am unteren Ende des Instrumentes (Taf. II Fig. 8) greifen zwei halbkreisförmige, um 3 mm voneinander abstehende Blenden A und B die beiden zu vergleichenden Stellen mitten aus den geschwärzten Streifen $a_1 a_2$ und $b_1 b_2$ heraus. Auf die obere planconvexe Linse b des Linsensystems L_2 sind zwei Prismen P_1 und P_2 von kleinem brechenden Winkel so nebeneinander aufgekittet, dass sie die Linse genau halbiren, und dass ihre brechenden Kanten entgegengesetzt liegen. Jede Hälfte des Linsensystems entwirft so von den beiden Blendenöffnungen in der Bildebene E ein Bildpaar A und B (vgl. Fig. 8a). Und zwar ist wegen der aufgekitteten Prismen das eine Paar $A_1 B_1$ gegen das andere $A_2 B_2$ verschoben. Das Instrument ist so berechnet, dass B_1 und A_2 nach dieser Verschiebung gerade nebeneinander fallen, wie es die Fig. 8a zeigt. A_1 und B_2 sind abgeblendet, $B_1 A_2$ werden durch das Ocular o betrachtet.



Fig. 8a.

Durch eine Drehung des Ringes R_1 wird die Begrenzungslinie RS der Blenden A und B genau parallel zur Trennungslinie der beiden Prismen P_1 und P_2 justirt. Eine Drehung des Ringes R_2 ändert die Grösse der Blendenöffnungen. Zwischen den Linsen L_1 und L_2 ist eine Irisblende J angebracht, um die für die volle Ausnutzung der Unterschiedsschwelle des Auges günstigste Helligkeit einstellen zu können. Das Instrument wird an einem verticalen Stativ befestigt und die Platte (Taf. II Fig. 6) auf einer

1) Es ist mir eine angenehme Pflicht, Hrn. Dr. Pulfrich von der Firma Carl Zeiss auch an dieser Stelle meinen besten Dank auszusprechen für das Entgegenkommen, mit welchem er die möglichst vollkommene Lösung der Aufgabe in Angriff nahm und zur Ausführung bringen liess.

kleinen Theilmaschine dicht vor den Blenden A und B so vorbeibewegt, dass stets durch die eine derselben eine Stelle aus dem Streifen $a_1 a_2$, durch die andere eine entsprechende aus $b_1 b_2$ herausgegriffen wird. Die Platte wird von unten her durch einen diffus reflectirenden weissen Papierschirm beleuchtet, sodass das die Blendenöffnungen A und B treffende Licht zuvor durch die vor ihr liegende Stelle der Platte nach Maassgabe ihrer Schwärzung geschwächt wird.

Da die Trennungslinie der beiden Prismen P_1 und P_2 des Comparators die Oeffnung der Irisblende nicht genau im Verhältniss $1/1$ theilt, ein Fehler, der bei der beschriebenen Construction des Instrumentes kaum zu vermeiden sein dürfte, so findet man durch die Einstellung auf Helligkeitsgleichheit nicht die Gleichheitsstelle y selbst, sondern, je nachdem die Streifenhälfte $a_1 a_2$ vor der einen oder der anderen der beiden Blendenöffnungen A und B liegt, rechts und links von y eine scheinbare Gleichheitsstelle c_1 oder c_2 , an der in Wirklichkeit die Schwärzung der Streifenhälfte $b_1 b_2$ um etwa x Proc. grösser oder kleiner ist, wie die von $a_1 a_2$. Die Gleichheitsstelle y selbst liegt in der Mitte zwischen c_1 und c_2 und ist in den meisten Fällen $= \frac{1}{2}(c_1 + c_2)$ (vgl. unten p. 114).

2. Gang der Versuche.

a) Justirung und Aichung des Apparates.

Man justirt den Spectralapparat A nach den bekannten Methoden und schraubt an die Stelle des Oculars die photographische Vorrichtung m , zunächst ohne den Ocularspalt q . Durch eine Anzahl von Spectraufnahmen stellt man auf grösste Bildschärfe im Ultraviolett ein. Dann setzt man den Ocularspalt q ein und stellt ihn genau zu den Spectrallinien parallel.

Um die Wellenlänge des Lichtes zu ermitteln, welches bei einer bestimmten, an der Mikrometerschraube abgelesenen Stellung x des Fernrohres F den Ocularspalt q und damit die photographische Platte trifft, die Wellenlänge also, auf die sich die Messung bei der Fernrohrstellung x bezieht, wurde (vgl. Taf. II Fig. 5) seitwärts vom Spectralapparate eine von Electroden aus der Eder'schen Pb-Cd-Zn-Legirung¹⁾ gebildete

1) Eder, Beiträge zur Spectralanalyse (Ueber die Verwendbarkeit der Funkspectren verschiedener Metalle zur Bestimmung der Wellen-

Funkenstrecke H so aufgestellt, dass das von ihr ausgehende Licht an der hinteren Prismenfläche reflectirt und in das Fernrohr F geworfen wurde. Ein kleinerer, ebenfalls für spectralphotographische Aufnahmen im Ultraviolett eingerichteter Spectralapparat K wurde, nachdem seine Spaltvorrichtung abgeschraubt war, so aufgestellt, dass der eng gestellte Ocularspalt q des Apparates A zugleich als Collimatorspalt des Apparates K diente.

Das Licht der Funkenstrecke H erzeugt so auf der Platte NN ein über das ganze Ultraviolett vertheiltes Linienspectrum der Eder'schen Legirung, welches mit Hülfe der Eder'schen Tafeln¹⁾ leicht identificirt werden kann. Beleuchtet man gleichzeitig den Collimatorspalt des Apparates A , so erhält man auf der Platte NN ausserdem eine leicht erkennbare Linie an derjenigen Stelle des Spectrums, die der Brechbarkeit der durch den Spalt q ausgeblendeten Wellenlänge entspricht. Durch die Messung der Lage dieser Linie in Bezug auf die benachbarten Linien des bekannten Pb-Cd-Zn-Spectrums findet man, etwa mit Hülfe einer graphischen Interpolation, ihre Wellenlänge, d. h. die Wellenlänge des bei der Fernrohrstellung x durch den Spalt q gehenden Lichtes.

Nach diesem sehr genauen Verfahren wurden eine Reihe von Fernrohrstellungen ausgewerthet, und die jeder Fernrohrstellung entsprechenden Werthe durch eine Aichungcurve der Mikrometerschraube dargestellt. Von Zeit zu Zeit wurde mit Hülfe einer sichtbaren Linie oder auch photographisch geprüft, ob die Einstellung dieselbe geblieben war oder nicht.

Da der Ocularspalt q symmetrisch verstellbar ist, so bleibt die mit feinem Spalt gemachte Aichung auch für jede grössere Spaltbreite richtig, d. h. die für eine Fernrohrstellung x aus der Curve abgelesene Wellenlänge ist, da sie stets die Spaltmitte trifft, auch dann diejenige, auf die sich die Messung bezieht.

Die Breite des Ocularspaltes q wird je nach der Grösse der zu messenden Lichtintensitäten gewählt. *Es ist als ein wesentlicher Vorzug meiner Methode vor den bisherigen anzu-*

längen im Ultraviolett.) Denkschriften d. mathem-naturw. Klasse d. kais. Akad. d. Wissensch. z. Wien **60**. 1892/93.

1) Eder, l. c. auf voriger Seite.

sehen, dass man in den meisten Fällen mit sehr engem Ocularspalte, d. h. also mit sehr homogenem Lichte, beobachten kann. Dadurch bleibt die Methode auch in solchen Fällen einwandfrei, wo sich die Intensität im Spectrum mit der Wellenlänge rasch ändert und periodisch von grossen zu kleinen Werthen übergeht, wie z. B. bei Absorptionslinienspectren. Bei den unten beschriebenen Messungen war z. B. die Spaltbreite meist 0,3 bis 0,5 mm.

b) Aufnahme und Vermessung der Platten.

Zu jedem Versuche legt man zunächst in dem nur durch rothes Licht erleuchteten Beobachtungsraume eine photographische Platte¹⁾ in die Casette *D*. Dann lässt man, um den todten Gang in dem gekuppelten Systeme *C* zu eliminiren, den Scheibenapparat *B* mit demselben einen Augenblick rotiren und wieder zur Ruhe kommen, ehe man die Anfangsöffnung r_1 der Sectorscheibe *B* an deren Teilung abliest. Erst dann beleuchtet man die beiden Hälften des Collimatorspaltes mit dem Lichte der zu vergleichenden Lichtquellen und setzt den Apparat *B* und *C* endgültig in Gang. Wenn der Versuch beendet ist, d. h. der Scheibenapparat nahezu alle Stellungen von 180° bis 0 oder umgekehrt durchlaufen hat, öffnet der automatische Unterbrecher den Strom des Electromotors und der Apparat kommt wieder zur Ruhe. Man unterbricht dann die Beleuchtung des Collimatorspaltes und liest die jetzt einstehende Oeffnung r_2 der Sectorscheibe ab.

Nach dem Entwickeln und Fixiren erhält man die in den Fig. 6 wiedergegebenen Schwärzungstreifen auf der Platte. Dieselben werden mit Hülfe des beschriebenen Helligkeitscomparators in folgender Weise vermessen: Man stellt zunächst auf den Anfang a_1 der Schwärzung, dann auf die scheinbare Gleichheitsstelle c_1 (vgl. p. 99), zuletzt auf das Ende a_2 der Schwärzung ein. Die entsprechenden Werthe der Ablesungen an der Theilmaschine seien $\alpha_1, \gamma_1, \alpha_2$. Dann dreht man die Platte um 180° , sodass die Plattenhälfte, die vorher vor der Blende *A* des Comparators lag, jetzt vor die Blende *B*

1) Ich verwendete stets Bromsilbergelatinplatten auf dünnem Spiegelglase von Dr. Schleussner.

zu liegen kommt und umgekehrt, und macht die entsprechenden Einstellungen auf $a_1 c_2 a_2$. Die entsprechenden Ablesungen seien $\alpha_1' \gamma_2' a_2'$.

c) Berechnung.

Aus $\alpha_2 - \alpha_1 = \alpha_2' - \alpha_1'$ findet man die Strecke a , um die sich die Platte im Ganzen verschoben hat; aus $\gamma_1 - \alpha_1 = s_1$ und $\gamma_2 - \alpha_1' = s_2$ die Abstände der scheinbaren Gleichheitsstellen c_1 und c_2 vom Anfange a_1 der Schwärzung. Daraus ergibt sich der Abstand y der wirklichen Gleichheitsstelle vom Anfange a_1 der Schwärzung $y = \frac{1}{2}(s_1 + s_2)$. Der Bruchtheil der ganzen Plattenverschiebung, um den die Platte von ihrer Anfangslage verschoben war, als sich die Gleichheitsstelle y vor dem Ocularspalte befand, ist daher y/a .

Der erste Lichteindruck a_1 auf der Platte entspricht der an der Theilung abgelesenen Oeffnung r_1^0 jedes der drei Sektoren des Scheibenapparates, der letzte a_2 der Oeffnung r_2^0 derselben. Die Gesamtveränderung der Oeffnung jedes der drei Sektoren während des Versuches ist also $(r_2 - r_1)^0$. Ist r_y der Winkel, um den die Oeffnung jedes der drei Sektoren gegen die anfängliche r_1 derselben verändert war, als Helligkeitsgleichheit eingetreten war, so muss

$$\frac{r_y}{r_2 - r_1} = \frac{a}{y}$$

sein, also ist

$$r_y = \frac{y(r_2 - r_1)}{a}.$$

Aus $r_1 + r_y$ findet man schliesslich die Oeffnung eines Sectors für den Moment der Helligkeitsgleichheit, den Schwächungscoefficienten μ des Sektorenapparates für diesen Moment also aus

$$\mu = \frac{3(r_1 + r_y)}{360} = \frac{r_1 + r_y}{120}.$$

Um soviel musste die Intensität der stärkeren Lichtquelle J_x geschwächt werden, um derjenigen der Vergleichslichtquelle J gleich zu werden. Also hat man endlich $J_x = \mu J$.

d) Verfahren bei der Bestimmung von Absorptionscoefficienten.

Bei der Bestimmung von Absorptionscoefficienten wird der Collimatorsalt nur mit dem durch eine Quarzlinse parallel

gemachten Lichte einer einzigen Lichtquelle beleuchtet (bei meinen Versuchen eine 12 Amp.-Bogenlampe) und ein Quarztrog mit der absorbirenden Lösung und Schulz'schem Körper aus Quarz dicht vor dem Collimatorspalt in den Strahlengang eingeschaltet.

Fehlerfreie Messungen sind nur möglich bei einer gleichmässigen Beleuchtung des Collimatorspaltes. Die zu dieser Beleuchtung dienende Lichtquelle muss also genau in der verlängerten optischen Axe des Collimatorrohres E liegen. Dass das der Fall ist, ergibt die vor jedem Versuche zu wiederholende Beobachtung des Lichtkreises, der auf einem hinter der Linse des Collimatorrohres aufgestellten weissen Schirme entsteht. Wenn derselbe von oben nach unten gleich hell erscheint und von dem Schatten der Scheiben s genau zur Hälfte gedeckt wird, ist die Einstellung richtig. Verwendet man eine Bogenlampe, so muss man sorgfältig darauf achten, dass das Licht des positiven Kraters möglichst direct auf den Spalt fällt.

Ist J_0 die ursprüngliche Intensität des auf den Quarztrog fallenden Lichtes, so findet man durch den Versuch in der beschriebenen Weise den Bruchtheil μ von J_0 , der nach dem Durchgang durch eine Lösung von der Schichtdicke d übrig bleibt. Ist $J = J_0 \mu$ diese übrig bleibende nicht absorbirte Intensität, so ist

$$\frac{J}{J_0} = \mu = e^{-\alpha d}.$$

Aus der bekannten Schichtdicke d der Lösung findet man den Absorptionscoefficienten α .

Bei der Beschreibung des bei meinen Versuchen verwendeten Scheibenapparates wurde gezeigt, dass mit ihm nur eine Lichtschwächung auf einen zwischen $\frac{1}{2}$ und 0 liegenden Betrag bewirkt werden kann. Schichtdicke und Concentration der absorbirenden Schicht müssen bei den Absorptionsmessungen also so gewählt werden, dass die ursprüngliche Intensität J_0 auf ihrem Wege durch die Lösung mindestens um die Hälfte geschwächt wird.

Welche Schichtdicken und Concentrationen dazu für jede Wellenlänge ausreichen, davon verschafft man sich vor jeder

grösseren Versuchsreihe in folgender Weise eine qualitative Uebersicht.

Von dem Spectralapparat wird der Ocularspalt q entfernt und das ganze Spectrum auf der photographischen Platte entworfen. Der Collimatorsplalt wird zur Hälfte mit der rotirenden Scheibe bedeckt. Vor die obere von ihr unbedeckte Hälfte wird in einem durch Schulz'schen Körper getheilten Quarztroge eine Schicht einer beliebig concentrirten Lösung gebracht, die Sectorscheibe in irgend eine, z. B. die zu 180° geöffnete Stellung fest eingestellt und in Rotation versetzt, nachdem ihre Verstellvorrichtung und die mit ihr gekuppelte Plattenverschiebung C ausgeschaltet ist. Das auf der photographischen Platte entstehende Spectrum ist dann der Länge nach in zwei Hälften getheilt. Die eine obere Hälfte zeigt das Absorptionsspectrum der Lösung auf dem Hintergrunde des Spectrums der angewendeten Bogenlampe, die andere untere Hälfte ein durchgehend auf die Hälfte seiner ursprünglichen Intensität geschwächtes Spectrum des Flammenbogens.

Da man sich in dem Spectrum mit Hülfe einiger Metalllinien, z. B. des darüber photographirten Funkenspectrums der Eder'schen Pb-Cd-Zn-Legirung, leicht zurechtfindet, so lassen sich ohne Schwierigkeit diejenigen Wellenlängen ermitteln, für welche die verwendete Lösungsschicht das Licht ungefähr ebenso schwächte, wie die auf 180° Oeffnung eingestellte rotirende Scheibe. Wenige Aufnahmen, in ähnlicher Weise mit anderen Concentrationen, Schichtdicken und Sektorenöffnungen durchgeführt, liefern rasch eine qualitative Uebersicht über den Gang des Absorptionsspectrums, auf die sich unter Berücksichtigung des Beer'schen Gesetzes die genauen quantitativen Versuche stützen lassen.

e) Versuchsergebnisse.

1. Zur Prüfung der Methode wurde bei einer Versuchsreihe der Collimatorsplalt gleichartig mit dem Lichte einer 12 Amp.-Bogenlampe beleuchtet und die Schwächung bestimmt, welche dasselbe durch rotirende Scheiben von verschiedenen, bekannten Oeffnungen erfuhr. Nacheinander wurden Scheiben von je drei Ausschnitten zu 15 , 30 und 40° auf der Axe des Scheiben-

apparates *B* befestigt, sodass sie in den einzelnen Fällen das die obere Spalthälfte treffende Licht auf 45/360, 90/360 und 120/360 schwächten. Die durch die photometrischen Messungen ermittelten Werthe waren entsprechend 46,62/360, 92,31/360 und 118,53/360. *Die Uebereinstimmung auf $1,8/360 = 1/200$ im Mittel ist also eine recht befriedigende.*

2. Durch eine zweite Versuchsreihe wurde *das ultraviolette Absorptionsspectrum einer wässrigen Kaliumnitratlösung quantitativ* aufgenommen. Es sind diese quantitativen Bestimmungen von Absorptionscoefficienten im Ultraviolett meines Wissens die ersten, die gemacht worden sind.

Die gefundenen Werthe sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. In derselben enthält die erste Spalte *n* die laufende Nummer der Platte, die zweite λ die Wellenlänge in $\mu\mu$, auf die sich die Messung bezieht. Die in der dritten Spalte *c* stehenden Zahlen bedeuten die Concentration der untersuchten Lösung, d. h. die Anzahl der Liter, in welcher 1 gr.-Mol. des Nitrates gelöst war. Die vierte Spalte $r_1 + r_y$ gibt die nach p. 102 ermittelte Oeffnung der Sectorscheibe, aus der der Schwächungscoefficient $\mu = (r_1 + r_y)/120$ und schliesslich der Absorptionscoefficient α berechnet wird. Die Spalten α enthalten die Absorptionscoefficienten. Und zwar ist α der mit jeder einzelnen Platte gefundene Werth, α_m der Mittelwerth zusammengehöriger Einzelbestimmungen, α_1 der unter Annahme des Beer'schen Gesetzes auf die Concentration 1 gr.-Mol.: 1 l berechnete Werth, α_λ der Mittelwerth aller auf dieselbe Wellenlänge bezüglichen α_1 . Die vorletzte Spalte $\delta \cdot 10^3$ enthält die Abweichung des auf jeder einzelnen Platte gefundenen Werthes α vom Mittelwerth α_m , die letzte δ Proc. gibt die Abweichung in Procenten der Werthe α_m . — Die Schichtdicke war in allen Fällen 7 mm.

Die Bestimmungen sind ohne Auswahl der Platten rasch hintereinander gemacht. Jede Platte wurde durch nur je eine Einstellung auf die scheinbaren Gleichheitsstellen (vgl. p. 99) vermessen.

Ultraviolettes Absorptionsspectrum einer Lösung von Kaliumnitrat.

<i>n</i>	λ	<i>c</i>	$r_1 + r_y$	α	α_m	α_1	α_λ	$\delta \cdot 10^3$	$\delta^0/\%$	
115 a	330	1	35,53	0,01736	0,01674	0,01674	0,01674	0,63	8,5	
b	330	1	37,03	0,01676				0,02	0,1	
d	330	1	38,78	0,01669				0,65	3,5	
103 a	320	3	27,91	0,02084	0,02053	0,06159	0,06307	0,3	1,5	
b	320	3	29,11	0,02022				0,3	1,5	
c	320	4	38,82	0,01610				0,04	0,2	
d	320	4	39,71	0,01579	0,01614	0,06456		0,35	2,2	
e	320	4	37,61	0,01655				0,41	2,5	
104 a	310	5	22,35	0,02400	0,02409	0,12045	0,12370	0,09	0,3	
b	310	5	22,05	0,02418				0,09	0,3	
c	310	6	27,59	0,02099				0,17	0,8	
d	310	6	26,95	0,02133	0,02116	0,12696		0,17	0,8	
105 c	300	5	18,34	0,02688	0,02696	0,13480	0,13613	0,08	0,3	
d	300	5	18,11	0,02704				0,08	0,3	
a	300	6	23,81	0,02311				0,08	0,3	
b	300	6	23,54	0,02328	0,02319	0,13914		0,08	0,3	
e	300	7	32,51	0,01862				0,59	3,1	
f	300	7	29,95	0,01980	0,01921	0,13447		0,59	1,1	
118 a	290	5	28,76	0,02040	0,02027	0,10135	0,10135	0,13	0,6	
b	290	5	30,33	0,01962				0,65	3,2	
c	290	5	29,38	0,02008				0,19	0,8	
d	290	5	27,71	0,02096				0,69	3,4	
e	290	5	28,97	0,02028				0,01	0,05	
107 e	280	3	26,40	0,02162	0,02086	0,06258	0,06113	0,76	8,6	
f	280	3	29,33	0,02010				0,76	3,6	
a	280	4	42,04	0,01499				0,07	0,17	
b	280	4	39,49	0,01486	0,01492	0,05968		0,07	0,17	
108 a	270	2	29,90	0,01982	0,01988	0,03976	0,03976	0,06	0,3	
g	270	2	30,21	0,01968				0,20	1,0	
117 b	270	2	29,51	0,02003				0,15	1,7	
d	270	2	29,61	0,01998	0,01836	0,02754	0,02706	0,10	0,5	
109 b	265	1,5	34,29	0,01783				0,53	1,6	
c	265	1,5	33,39	0,01823				0,13	0,4	
d	265	1,5	31,58	0,01902				0,66	2,0	
a	265	2	47,26	0,01329		0,02658				
110 g	260	1,5	29,83	0,01987	0,01967	0,02950	0,02950	0,20	0,6	
119 b	260	1,5	32,29	0,01872				0,95	3,1	
d	260	1,5	29,81	0,01989				0,22	0,7	
120 a	260	1,5	32,05	0,01883				0,16	0,5	
c	260	1,5	27,90	0,02083	0,01967	0,02950	0,02950	1,16	3,8	
d	260	1,5	29,81	0,01989				0,22	0,7	
111 b	255	3	21,76	0,02438	0,02432	0,07296	0,07808	0,06	0,3	
c	255	3	22,01	0,02421				0,11	0,5	
d	255	3	21,76	0,02438				0,06	0,3	
e	255	4	28,16	0,02071	0,02080	0,08320		0,09	0,3	
f	255	4	27,80	0,02089				0,09	0,3	

n	λ	c	$r_1 + r_p$	α	α_m	α_1	α_λ	$\delta \cdot 10^3$	$\delta \%$
112 a	250	6	15,99	0,02880	0,02880	0,17280	0,17903	0,52	2,0
c	250	7	18,98	0,02638	0,02638	0,18466			
d	250	8	25,67	0,02201	0,02253	0,18024			
e	250	8	23,93	0,02306					
113 d	245	30	23,74	0,02318	0,02415	0,72450	0,73425	0,97	4,0
e	245	30	20,63	0,02513					
g	245	40	32,59	0,01858	0,01860	0,74400		0,02	0,11
h	245	40	32,50	0,01862					
114 d	240	100	36,07	0,01716	0,01687	1,6870	1,687	0,29	1,7
e	240	100	37,49	0,01659					

Die Abweichungen der einzelnen Messungen von den Mittelwerthen sind im Durchschnitt 1,3 Proc.

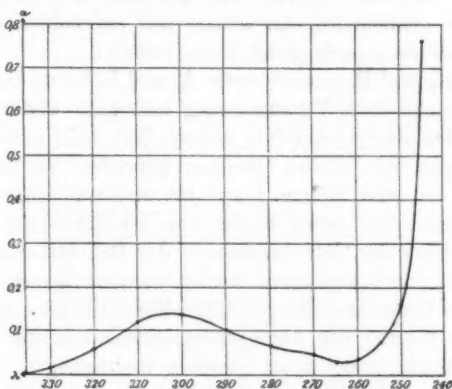


Fig. 9.

Mit den Werthen α wurde die in Fig. 9 dargestellte Absorptionscurve construiert.

Wie die für gleiche Wellenlängen gültigen Zahlen der Tabelle α_1 zeigen, haben die mit den schwächer concentrirten Lösungen bestimmten und unter Annahme des Beer'schen Gesetzes auf die Concentration 1 berechneten Absorptionscoefficienten im Durchschnitt einen grösseren Werth, als die mit den concentrirteren Lösungen bestimmten.

Ich bin damit beschäftigt, mit Hülfe meiner Methode an einer Reihe von Nitraten zu prüfen, ob diese Zunahme, wie es nach der Anschauung Ostwald's¹⁾ zu erwarten ist, mit

1) Ostwald, Lehrb. d. allgem. Chemie II. Aufl. 2, 1. p. 799. 1891.

der durch Zunahme der Verdünnung zunehmenden Dissociation in einfacher Beziehung steht. Wegen ihrer relativ einfachen Dissociationsverhältnisse dürften sich gerade die Nitate zu einer solchen Prüfung besonders eignen.

3. Discussion der Fehlerquellen und der Genauigkeit der Methode.

a) Das Lichtschwächungsgesetz des Sektorenapparates.

Die Anwendung der rotirenden Sektorenscheiben bei meinen Versuchen beruht auf der Voraussetzung, dass die Schwärzung einer Platte immer dieselbe ist, wenn das Product aus Belichtungsdauer und Intensität dasselbe ist, und zwar auch dann, wenn man einmal continuirlich, das andere mal intermittirend, aber in beiden Fällen im ganzen gleich lange belichtet.

Bunsen und Roscoe¹⁾ sowie A. und L. Lumière²⁾ haben durch Versuche diese Voraussetzung innerhalb weiter Grenzen bestätigt. Da aber Abney³⁾ in neuerer Zeit nicht unbedeutende Abweichungen von diesem Gesetze gefunden hat für Lichtwirkungen von sehr kleiner Intensität und sehr kurzer Dauer, Abweichungen, die selbst wieder von der Intensität und der Zahl und Dauer der Unterbrechungen der Belichtung abhängen, so habe ich durch besondere Beobachtungen festgestellt, dass bei meinen Versuchen die gemachte Voraussetzung gültig ist:

1. Die Werthe der Absorptionscoefficienten, die ich nach meiner Methode unter sonst gleichen Bedingungen, aber bei verschiedenen Intensitäten und Belichtungsdauern bestimmte, zeigten keinerlei über die allgemeinen Fehlergrenzen hinausgehenden Abweichungen untereinander. Demnach besteht innerhalb der Versuchsbedingungen meines Apparates keine Abhängigkeit meiner Resultate von der Intensität der Belichtung.

2. Ich beleuchtete den Spalt des Spectralapparates A mit dem Lichte einer Bogenlampe, welches durch eine rotirende Scheibe von der in Taf. II Fig. 2 dargestellten Form gegangen war. Von den beiden concentrisch aneinandergrenzenden Scheiben-

1) Bunsen u. Roscoe, Pogg. Ann. 100. p. 43. u. 481.

2) A. u. L. Lumière, Moniteur de la Photogr. 1887. p. 27; Phot. Wochenblatt 1887. p. 413.

3) Abney, Phot. Journ. 18. p. 56. 1893; Eder's Jahrb. 1895. p. 149 ff. und p. 174 ff.

zonen Z_1 und Z_2 sind je 180° des Umfanges herausgeschnitten, von Z_1 zusammenhängend, von Z_2 getrennt in 32 Einzelausschnitten von gleicher Grösse und gleichem Abstand voneinander. Die Trennungslinie W beider Zonen halbiert gerade den Spalt des Spectralapparates. Z_1 und Z_2 lassen, wenn die Scheibe rotirt, im ganzen dieselbe Lichtmenge (gleich der Hälfte der von der Lichtquelle zum Spalt geschickten Intensität) auf die photographische Platte fallen, Z_2 durch eine Schar von häufig unterbrochenen und kurz andauernden, Z_1 durch selten unterbrochene, länger dauernde Belichtungen.

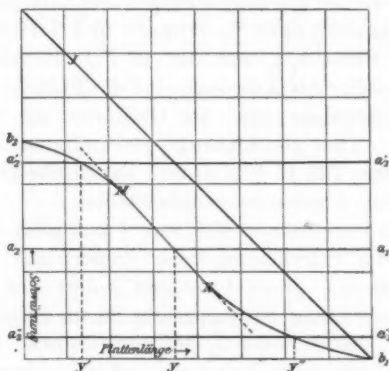


Fig. 10.

Wurde gleichzeitig die photographische Platte wie bei den photometrischen Aufnahmen vor dem Ocularspalt vorbeigezogen, so entstanden zwei geschwärzte Streifen nebeneinander, deren Schwärzungen vollkommen gleich erschienen. Demnach hat auch die Zahl und Dauer der Einzelbelichtungen bei meinen Versuchen keinen Einfluss auf die Resultate.

Für dieselben finden wir also das obige Gesetz bestätigt, und wir machen keinen Fehler, wenn wir aus der Schwärzungsgleichheit der beiden Streifenhälften unserer Platten auf eine photometrische Gleichheit der wirkenden Lichtintensitäten schliessen.

Die Oeffnung jeder der drei Sektoren des Scheibenapparates wurde auf $\frac{1}{10}^\circ$ genau abgelesen. Die Fehlergrenze bei der Bestimmung des Oeffnungsverhältnisses μ (vgl. p. 112) ist also $0,3/360 = 1/1200$. Dieser Fehler kann praktisch vernachlässigt

werden, wenn man vermeidet mit zu kleinen Sektorenöffnungen zu beobachten. Denn procentisch ist der Fehler von $1/1200$ um so grösser, je kleiner die Oeffnung der Scheibe ist.

b) Die Vermessung mit dem Helligkeitscomparator.

Lässt man, wie es in unserem Falle bei der Schwärzung der Streifen $b_1 b_2$ geschieht, auf die nebeneinander liegenden Stellen einer photographischen Platte Lichtintensitäten wirken, die proportional den Abständen der geschwärzten Stellen von dem Anfang der Schwärzung abnehmen (vgl. die Linie J der Fig. 10), so werden die Schwärzungen der verschiedenen Stellen der Platte nach Abney¹⁾, Hurter und Driffield²⁾ u. A.³⁾ durch eine Curve $b_1 b_2$ von der in Fig. 10 wiedergegebenen Form dargestellt. Als Abscissen sind die Plattenverschiebungen von der Anfangslage aus, als Ordinaten die Schwärzungen aufgetragen. Die gleichmässig geschwärzten Streifen $a_1 a_2$ unserer Platten (Taf. II Fig. 6) sind entsprechend durch Parallelen $a_1 a_2$ zur Abscissenaxe darzustellen.

Auf dem Curventheile MN ändert sich nach den erwähnten Versuchen die Schwärzung nahe proportional mit der Belichtungsintensität. Diese Intensität ändert sich aber bei der gegebenen Anordnung des Apparates für die Streifenhälfte $b_1 b_2$ linear von J_0 bis 0 (wenn J_0 die ursprüngliche Intensität der betreffenden Lichtquelle bedeutet), und diese ganze Aenderung vertheilt sich auf eine durch die Plattenverschiebung bestimmte Strecke von 40 mm der Platte. Innerhalb des dem Curvenstück MN entsprechenden Theiles der Schwärzung ändert sich dieselbe auf der Länge eines Millimeters also um

$$\frac{180}{40} \cdot \frac{1}{360} = \frac{4,5}{360} = 1,25 \text{ Proc.}$$

Wäre der mittlere Einstellungsfehler, der bei jeder Messung mit dem Helligkeitscomparator innerhalb des Curvenstückes MN gemacht wird, n mm, so wäre $n \cdot 1,25$ Proc. der Schwärzungsunterschied zweier Plattenstellen, den man mit dem Comparator sicher erkennen kann, d. h. die Fehlergrenze desselben.

1) Abney, Phot. News p. 218. 1889.

2) Hurter u. Driffield, Eders Jahrb. p. 18 ff. 1893, u. p. 157 ff. 1894.

3) z. B. Elder, Eder's Jahrb. p. 23 ff. 1894; vgl. auch Eder's Handbuch II. Aufl. 1. p. 295 ff.

Für eine beliebig herausgegriffene Platte z. B. wurden nun folgende Einstellungen γ gefunden. δ ist in Millimetern die Abweichung jeder Einzeleinstellung vom Mittelwerth.

γ	δ	γ	δ
114,66	- 0,47	115,85	+ 0,72
114,87	- 0,26	115,90	+ 0,77
115,80	+ 0,67	115,74	+ 0,61
114,81	- 0,32	114,79	- 0,34
114,34	- 0,79	114,57	- 0,56
		115,133	$\pm 0,61$

Der mittlere Fehler jeder Einstellung wird daraus zu $n = \pm 0,61$ mm berechnet. Dieselbe Zahl wurde aus 50 Ein-

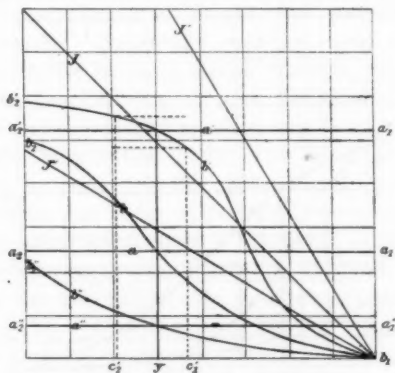


Fig. 11.

stellungen auf einer Reihe anderer Platten gefunden. Es ergibt sich daher: Mit dem Helligkeitscomparator kann ein Schwärzungsunterschied von $0,61 \cdot 1,25 = 0,76$ Proc. wahrgenommen werden, d. h. 0,76 Proc. ist die Fehlergrenze einer Einstellung mit demselben.

Innerhalb der so ermittelten Fehlergrenze des Comparators wird eine Ermittlung der Gleichheitsstelle um so genauer möglich sein, je steiler das Gefälle der Schwärzung $\delta_1 \delta_2$ an derselben ist (vgl. Fig. 10). So würde man z. B. wesentlich genauer einstellen, wenn die Gleichheitsstelle etwa wie y , als wenn sie wie y' oder y'' liegt.

Man hat es nun, wie unten gezeigt wird, durch die Wahl

der Versuchsbedingungen innerhalb weiter Grenzen in der Hand, das grösstmögliche Schwärzungsgefälle an jede gewünschte Stelle der Platte zu verlegen. Denn nach den schon erwähnten Untersuchungen von Abney und Hurter und Driffield hängt der Verlauf der Schwärzungcurve (für eine gegebene Plattensorte) sowohl von dem Gefälle der wirkenden Lichtintensitäten, wie von der Dauer der Entwicklung ab. Die erstere Abhängigkeit ist in der Fig. 11, die letztere in der Fig. 12 veranschaulicht. In Fig. 11 ist $b_2 b_1$ die einem mittleren Intensitätsgefälle J , $b'_2 b'_1$ die einem grösseren J' , und $b''_2 b''_1$ die einer kleineren J'' entsprechende Schwärzungcurve. — In Fig. 12 entspricht $b_2 b_1$ der normalen, $b'_2 b'_1$ der länger fortgesetzten und $b''_2 b''_1$ der zu kurzen Entwicklung. Von dem

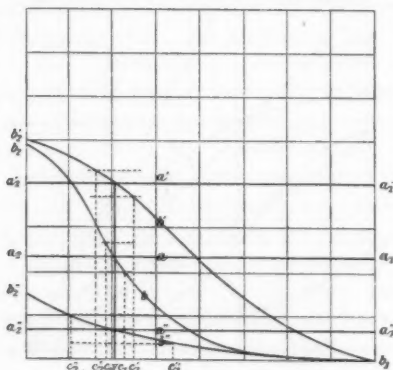


Fig. 12.

Einfluss der verschiedenen Entwickler ist abgesehen.¹⁾ Ein Blick auf diese Fig. 11 und 12 lehrt, dass man durch richtige Wahl des Intensitätsgefälles sowohl, wie der richtigen Entwicklungszeit die Steilheit der Curve an der Gleichheitsstelle y und damit die Genauigkeit der Einstellung des Comparators auf ein Maximum bringen kann. Für die Lage y der Gleichheitsstelle in Fig. 11 z. B. würde das mittlere Intensitätsgefälle J , für eine mehr nach rechts gelegene Gleichheitsstelle das Intensitätsgefälle J' die genaueste Messung liefern.

1) Ich entwickelte stets mit Pyrogallus-Soda-Entwickler unter Zusatz von Bromkalium. Vgl. hierzu auch Eder's Handb. II. Aufl. 1. p. 295.

Das geeignetste Intensitätsgefälle lässt sich leicht erreichen, da man dasselbe nicht nur durch Veränderung der Intensität J_0 der verwendeten Lichtquelle, sondern auch durch eine solche der Breite des Collimator- und des Ocularspaltes q variiren kann, vor allem aber durch Veränderung der Geschwindigkeit, mit der sich die Platte vor dem Ocularspalte q vorbeibewegt. Die letztere lässt sich daher innerhalb weiter Grenzen durch die verschieden grossen Schnurscheiben des Vorgeleges V (Taf. II Fig. 3) den günstigsten Versuchsbedingungen anpassen.

Das Schwärzungsgefälle an der Gleichheitsstelle ist nach diesen Entwicklungen also ein Maassstab, ob man unter günstigsten Versuchsbedingungen beobachtet oder nicht. Ueber die Steilheit desselben, also über die Güte der betreffenden Platte erhält man zunächst durch den Augenschein ein qualitatives Urtheil. Quantitativ gewinnt man ein solches unmittelbar durch die Messung selbst. Nach p. 103 stellt man nämlich wegen der Einseitigkeit des Helligkeitscomparators nicht auf die Gleichheitsstelle selbst ein, sondern auf die scheinbaren Gleichheitsstellen rechts und links von derselben, Stellen, die um so weiter von ihr entfernt sind, je kleiner das Schwärzungsgefälle von $b_2 b_1$ an der Gleichheitsstelle ist. Sei die Einseitigkeit des Instrumentes x Proc. (vgl. p. 103), so stellt man auf diejenigen Stellen der Platte ein, an denen sich rechts und links von der Gleichheitsstelle die Schwärzungen von $a_2 a_1$ und $b_2 b_1$ um x Proc. unterscheiden. Auf den Figuren (vgl. 11 und 12) findet man diese Stellen c_1 und c_2 , wenn man in dem einem Schwärzungsunterschiede von x Proc. entsprechenden Abstände oberhalb und unterhalb $a_2 a_1$ Parallelen zieht und ihre Schnittpunkte mit $b_2 b_1$ auf die Abscissenaxe projecirt. Für die weniger steilen Curven b' und b'' der Fig. 12 finden sich die Abstände der scheinbaren Gleichheitsstellen $c'_2 - c'_1$ und $c''_2 - c''_1$ grösser, wie für die steilere Curve b . Zugleich müssen für dieselben, wie ein Blick auf die Curven lehrt, die Einstellungsfehler weit grösser sein, wie für die steilere Curve b .

In Uebereinstimmung mit diesen Ueberlegungen zeigten sich bei meinen Versuchen die Einstellungsfehler bei verschiedenen Platten in der That den Differenzen $c_2 - c_1$ der scheinbaren Gleichheitsstellen proportional, sodass sich die praktische Regel ergibt:

Die Versuchsbedingungen sind um so günstiger gewählt, d. h. die Beobachtung ist um so genauer und verdient um so grösseres Gewicht, je kleiner bei gegebener Einseitigkeit des Comparators die Differenz der scheinbaren Gleichheitsstellen $c_2 - c_1$ gefunden wird.

Nimmt die Einseitigkeit des Comparators zu grosse Werthe an, so kann sie Ursache nicht unbedeutender Fehler werden: Wenn nämlich, wie bei der Curve b der Fig. 12, die Gleichheitsstelle y an die steilste Stelle derselben fällt, dann fällt in der That der Mittelwerth $c = \frac{1}{2}(c_1 + c_2)$ mit der Nullstelle y zusammen. Anders ist es in den Fällen der Curve b'' der Fig. 12 und b' der Fig. 11. Im ersten Falle ist $\frac{1}{2}(c'_1 + c'_2) > y$, im zweiten $\frac{1}{2}(c'_1 + c'_2) < y$. In der That zeigten einzelne meiner Versuche derartige Abweichungen, die sich zweifellos nach diesen Entwicklungen erklären.

Ich beabsichtige daher, um die Einseitigkeit des Comparators möglichst vermindern zu können, an die Stelle der Irisblende J (Taf. II Fig. 7) desselben eine gewöhnliche kreisrunde Blende anzubringen, die mittels einer Mikrometerschraube senkrecht zu der Verbindungslinie der beiden Prismen P_1 und P_2 bewegt werden kann. Man wird mit Hülfe dieser Anordnung sowohl die Einseitigkeit ganz wegschaffen, wie auch auf jede beliebige Einseitigkeit für die zur Prüfung der Platten nöthigen Gefälle-messungen einstellen können. Ueber die Ergebnisse dieser verbesserten Anordnung werde ich später berichten.

Durch die erwähnte Verbesserung wird der beschriebene Helligkeitscomparator zugleich in ein für manche Zwecke recht geeignetes Photometer umgewandelt. Ich beabsichtige, seine Verwendung als solches demnächst bei Messungen des Schwärzungsgefälles auf photographischen Platten eingehend zu prüfen.

III. Schluss.

Das Ergebniss der vorstehenden Arbeit lässt sich folgendermaassen zusammenfassen:

1. Das von mir vorgeschlagene, bei fast allen Photometern verwendbare photometrische Verfahren erweitert den Bereich genauer photometrischer Messungen auf alle chemisch wirkenden, also vor allem auch auf violette und ultraviolette Strahlen. Bei demselben werden die Messungen an photo-

graphischen Platten gemacht, welche mit Hülfe einer photographischen Registrirmethode gewonnen sind.

2. Die photographische Platte, welche die photometrische Vergleichung wiedergiebt, gestattet, die Ausmessung mit Hülfe eines neu construirten Helligkeitscomparators jederzeit und von jedermann controlliren zu lassen, sie bleibt also ein von subjectiven Fehlern freies Document der Messung.

3. Ein Apparat und eine Methode zur Ausführung spectral-photometrischer Messungen vom Roth bis zum äussersten Ultraviolett sind ausführlich beschrieben und geprüft. Sie liefern für alle Wellenlängen ihres Anwendungsbereichs die gleiche, grösste Genauigkeit.

4. Bei der Messung von Lichtintensitäten nach dieser Methode wurde eine Genauigkeit auf 1/200 erzielt (vgl. p. 104, e), 1.). Die quantitative Aufnahme des ultravioletten Absorptionsspectrums einer Kaliumnitratlösung ergab einen mittleren Fehler jeder einzelnen Messung von 1,3 Proc. (vgl. p. 107, e), 2.).

5. Durch Wahl der für jede Messung günstigsten Versuchsbedingungen kann man eine noch höhere Genauigkeit erzielen. Durch die Ausmessung jeder Platte gewinnt man sofort ein Urtheil, welche Genauigkeit man mit ihr erreicht und mit welchem Gewichte sie bei der Mittelbildung zu berücksichtigen ist.

6. Die Methode erlaubt mit sehr schmaler Ocularblende, d. h. mit sehr homogenem Lichte, zu beobachten. Sie bleibt daher auch für solche Fälle einwandsfrei, bei denen sich die Intensitäten im Spectrum sehr rasch mit der Wellenlänge ändern, wie z. B. in der Nähe von sehr schmalen Absorptionsbanden und -Linien.

Erlangen, Physikal. Institut der Universität, Mai 1896.

7. Ueber die ponderomotorische
Wirkung der Wellen auf ruhende Resonatoren.
II. Hydrodynamische Oscillationsresonatoren;
von Peter Lebedew.

Anschliessend an meine frühere Untersuchung der ponderomotorischen Wirkung electricischer Wellen auf Resonatoren¹⁾ glaubte ich in derselben Richtung auch die Untersuchung derjenigen hydrodynamischen Kräfte aufzunehmen, deren eingehendes Studium von C. A. Bjerknes angebahnt wurde; seine²⁾ classischen Demonstrationen, welche sich auf zwei unabhängig bewegende Körper beziehen, habe ich auf die Resonanzerscheinungen auszudehnen versucht.

Die nachfolgende Arbeit behandelt den Fall eines hydrodynamischen Oscillationsresonators.

I. Die Versuchsmethode.

Als *Schwingungsquelle* diente bei den Versuchen eine Kugel, welche an einem Stiele befestigt war und durch einen Electrometer oscillatorisch bewegt wurde. Als *Resonator* diente ein elastisches Pendel, welches aus einer flachen Stahlfeder und einer Metallkugel bestand (einen ähnlichen Resonator hat bereits C. Bjerknes³⁾ für andere Zwecke benutzt). Beide Kugeln befanden sich in *Wasser*.

Um die ponderomotorischen Kräfte, welche *nur* durch die Mitschwingung bedingt werden, beobachten zu können, gesondert von allen anderen Kräften, welche einen jeden in der Nachbarschaft einer oscillirenden Kugel befindlichen Körper angreifen, wurde ein Körper genommen, der die Form und die Grösse des Resonators hatte, aber auf die angewandten Schwingungen nicht ansprach; der Resonator und die *Hilfskörper* wurden starr miteinander verbunden, in Bezug auf die oscillirende Kugel symmetrisch aufgestellt und das System an

1) P. Lebedew, Wied. Ann. 52. p. 621. 1894.

2) C. A. Bjerknes, Exner's Rep. 19. p. 283. 1883.

3) C. A. Bjerknes, l. c. p. 309.

einem Torsionsdraht passend befestigt; durch Torsion wurde die *Differenz* zweier Kräfte gemessen, welche *ausschliesslich* durch die Mitschwingung des Resonators bedingt wurde.

In Bezug auf die oscillirende Kugel wurde der Resonator sowohl in der Richtung ihrer Polaren als auch in ihrer Aequatorialebene aufgestellt und in dieser Weise die ponderomotorischen Kräfte der *longitudinalen* bez. *transversalen* Oscillationen untersucht.

Bei den einzelnen Versuchsreihen wurde die Amplitude der oscillirenden Kugel unverändert gelassen und die einzelnen Torsionsmessungen bei verschiedenen constanten Schwingungszahlen der letzteren ausgeführt. Die Beobachtungen stellen somit direct den Zusammenhang der ponderomotorischen Kräfte mit den Schwingungszahlen dar und ergeben der ersteren Abhängigkeit von der Resonanz.

II. Die Apparate.

1. *Die oscillirende Kugel O* (Durchmesser $d = 30$ mm) wurde in der aus Fig. 1 ersichtlichen Weise durch den Electromotor *E* getrieben. Sie befand sich ca. 8 cm unter der Wasser-

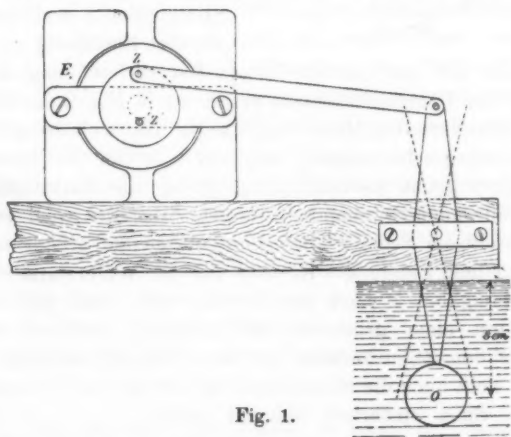


Fig. 1.

oberfläche und konnte je nach der Entfernung des Zapfens *Z* von der Rotationsaxe mit einer Amplitude von 23 mm bez. 11 mm schwingen.

2. Die Regulirung der Motorgeschwindigkeit, welche eine vollkommene Constanz der Schwingungsperiode zu wahren und dieselbe in vorgeschriebenen beliebig kleinen Intervallen zu ändern gestattete, wurde durch Anwendung eines Stimmgabelunterbrechers erzielt; die gewählte Anordnung ist aus der Fig. 2 ersichtlich. Der Gleichstromelectromotor E (als Serienmotor $\frac{1}{4}$ HP bei 100 Volts) wurde als Nebenschlussdynamo an die Leitung der Centrale angeschlossen; um die Geschwindigkeit zu reguliren, wurde in den Stromkreis ein Widerstand $r + r'$ eingeschaltet, der so gewählt war, dass die Tourenzahl des Motors etwas kleiner war, als die geforderte

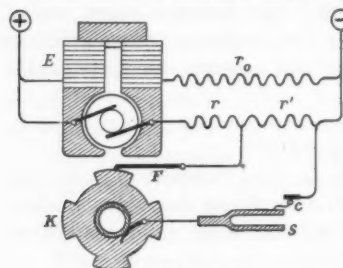


Fig. 2.

und diese letztere bei Kurzschluss des Widerstandes r' überschritten wurde.

Der Stromkreis des Kurzschlusses wurde an zwei Stellen periodisch geschlossen bez. unterbrochen: den ersten Contact C bildete eine electromagnetisch getriebene Stimmgabel S und den zweiten eine Stahlfeder F , welche

auf einem mit der Axe des Motors fest verbundenem Kreuz K schleift (der Uebersichtlichkeit wegen ist in Fig. 2 das Kreuz K unten gesondert vom Motor dargestellt). Hat sich die geforderte Umdrehungsgeschwindigkeit eingestellt (wobei die Tourenzahl des Motors genau viermal kleiner ist als die Schwingungszahl der regulirenden Stimmgabel), so geht folgendes Spiel vor sich: zuerst stellt die Feder F einen Contact her und gleitet eine Zeit lang auf dem Zahne des Kreuzes bis der Widerstand r' durch die Stimmgabel S kurz geschlossen wird; nun arbeitet der Motor mit einer grösseren Stromstärke, aber nur bis die Feder F den Zahn verlässt und den Kurzschluss unterbricht; hierauf hebt auch die Stimmgabel den stromlosen Contact auf¹⁾ und das Spiel wiederholt sich von neuem.

1) Ich möchte hier darauf aufmerksam machen, dass bei der gewählten Anordnung die Stimmgabel den ziemlich beträchtlichen Strom nur schliesst, ihn aber nicht öffnet, weshalb die Contactstelle C (Platin auf Platin) keine Störungen im Gange der Gabel verursacht.

Wird nun in irgendwelcher Weise die Arbeitsleistung des Motors geändert, z. B. verringert, so wird der Gang des Motors etwas beschleunigt, während der der Stimmgabel unverändert bleibt, die Feder F berührt den Zahn des Kreuzes früher, verlässt ihn deshalb auch früher — die Dauer, während welcher der Strom im Kurzschlusse fließt, wird geringer und dementsprechend verringert sich die Arbeitsleistung des Motors, bis seine Tourenzahl wiederum constant, genau viermal geringer, wie die Schwingungszahl der Gabel geworden ist; wie ersichtlich, wird der Motor durch eine Phasenverschiebung in Bezug auf die Stimmgabel regulirt.

Als eine constante Belastung für den Motor hat sich eine kleine Dynamomaschine, welche durch einen passend gewählten Widerstand geschlossen wurde, als sehr brauchbar erwiesen.¹⁾

Die Constanz der Tourenzahl des Motors konnte sowohl akustisch — durch das Unisono der Stimmgabel mit dem Ton der Feder F — als auch auf stroboskopischem Wege durch das Anvisiren des im Stimmgabelspiegel²⁾ reflectirenden Unterbrechungsfunkens auf dem Kreuze K controllirt werden. Bremst man den Motor etwas mit dem Finger und lässt ihn dann los, so „pendelt“ die Winkelgeschwindigkeit kurze Zeit um den constanten Werth, was sich sofort durch Schwanken in der Tonhöhe und durch Bewegung des Funkenbildes bemerkbar macht. Wird der Gang des Motors nicht absichtlich beeinflusst, so bleibt seine Winkelgeschwindigkeit stundenlang vollkommen constant.

Die Oscillationsperiode der Kugel wurde in der Weise geändert, dass man die Zinken der Stimmgabel mit passenden Laufgewichten belastete und den Widerstand $(r+r')$ entsprechend regulirte. Um den Werth der Oscillationsdauer zu bestimmen, wurde der Motor dauernd mit einem Tourenzähler gekuppelt und mit einem Arretirchronometer die Zeit gemessen, während welcher der Motor eine bestimmte Zahl Umdrehungen macht.

1) Wird der Motor nicht belastet, so kommt die ausserordentliche Veränderlichkeit der geringen Reibungswiderstände voll zur Geltung und ein regelmässiger Gang ist kaum zu erzielen.

2) Die angewandte Stimmgabel ($N = \text{ca. } 64$) war eine von Dubosque in Paris für Lissajoux'sche Figuren construirte.

3. *Der Resonator*, mit welchem die Hauptversuche gemacht wurden, bestand (Fig. 3) aus einer *Aluminiumkugel* M ($D = 30$ mm), welche an einer flachen *Stahlfeder* F (Breite $b = 2,1$ mm, Dicke $d = 0,75$ mm, freie Länge $l = 28$ mm) befestigt war; das Ende der Stahlfeder war in einer geeigneten Klemme K eingeklemmt. Die Klemme K konnte an den

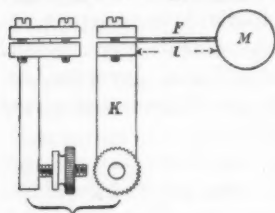


Fig. 3.

weiter unten beschriebenen Torsionsapparat angeschraubt werden.

Um die gefundenen Resultate zu controliren, wurde noch ein zweiter Resonator angewendet, dessen Kugel aus *Messing* war ($D' = 15$ mm) und die Feder aus flachem *Stahlbande* ($b' = 11$ mm, $d' = 0,5$ mm, $l' = 37$ mm) bestand.

Dieser Resonator konnte in derselben Klemme K befestigt werden.

4. *Der Hülfskörper*, welcher dem entsprechenden Resonator geometrisch vollkommen ähnlich war, trug statt einer Metallkugel eine Korkkugel, die mit einer glatten Schicht Siegellack bedeckt war und hatte eine steifere (dickere) Feder; er wurde in einer ähnlichen Klemme befestigt.

5. *Der Messapparat*, welcher zur Bestimmung der Differenz auftretender ponderomotorischer Kräfte sowohl bei den longitudinalen als auch bei den transversalen Schwingungen der

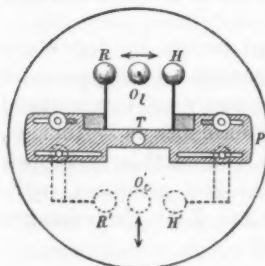


Fig. 4.

Oscillationskugel diente, bestand aus einer horizontalen Messingplatte P , welche durch Vermittelung eines verticalen Messingstabes T an einem Torsionsdraht hing; die Platte wog 370 g und war 278 mm lang — ihr Trägheitsmoment war demnach genügend gross, um dem schwingenden Resonator einen hinreichend unbeweglichen Befestigungspunkt zu ge-

währen. Aus der Fig. 4 (Grundriss) ist die Aufstellung der oscillirenden Kugel O_l bez. O_e und die Befestigung der Resonatoren R bez. R' und des Hülfskörpers H bez. H' für die

Untersuchung der longitudinalen bez. für die der transversalen Schwingungen ersichtlich; um den Stab T bei der einseitigen Belastung der Platte mit den Körpern R und H vertical zu erhalten, trug das obere Ende dieses Stabes (über der Wasseroberfläche) einen langen horizontalen (auf der Fig. 4 nicht abgebildeten) Zeiger, welcher mit einem entsprechenden Gegengewichte belastet war und zwischen zwei Anschlägen auf den Nullpunkt einspielte.

Die gewählte Anordnung gestattet es, denselben Resonator für beide Arten von Oscillationen zu verwenden und dabei ist der Hebelarm der tordirenden Kraft in beiden Fällen gleich gross.

Der Torsionsdraht war aus *Stahl* (Durchmesser $d=0,38$ mm, Länge $l=44$ cm); die Dauer einer halben Schwingung des Systems war 8—10 Sec.

Der Torsionskopf war in ganze Grade getheilt und mit einem Nonius versehen.

6. *Der Wasserbehälter* war ein Metallcylinder von 40 cm Durchmesser und 60 cm Höhe.

III. Die Versuche.

Die zu messenden, nur durch Mitschwingung erregten Kräfte ergeben sich aus der Beobachtung der Differenz derjenigen Wirkungen, welche die oscillirende Kugel auf den Resonator und den Hilfskörper ausübt und sind somit an die Bedingung geknüpft, dass, abgesehen von den genannten Kräften, diese Wirkungen gleich gross sind. Ob diese Bedingung erfüllt ist, kann leicht geprüft werden, indem man den Motor mit einer genügenden Tourenzahl in Gang setzt: weicht die Oscillationsperiode der Kugel wesentlich von der Eigenperiode des Resonators ab, so sind die von der Resonanz herrührenden Kräfte verschwindend klein und wenn dessenungeachtet tordirende Kräfte auftreten, so rühren diese nur von einer geringen Asymmetrie in der Aufstellung her; durch eine kleine Aenderung des Nullpunktes des Torsionskopfes (und dementsprechend der Anschlagemarken des Zeigers II, 5) lässt sich die gewünschte Symmetrie ohne Schwierigkeiten herstellen. Einer jeden Messungsreihe ging die beschriebene Prüfung und Regulirung voraus.

Jede Einzelbeobachtung wurde in folgender Weise durchgeführt: nachdem man die Laufgewichte der Regulirstimmgabel eingestellt und der Motor seine constante Geschwindigkeit erreicht hat, wurde seine Tourenzahl (n pro Minute) bestimmt aus Messungen der Zeit, welche für die gegebene Zahl von tausend Touren erforderlich war, was mit Hilfe eines Arretirchronometers (vgl. II, 2) gemacht werden konnte; während dieses Zeitintervalles wurden die Messungen des Torsionswinkels viermal wiederholt. Bei der Ausführung dieser letzteren wurde der Zeiger des Apparates (vgl. II, 5) zwischen den Anschlagstiften festgehalten und dann der Torsionskopf soweit gedreht, dass der nun losgelassene und sich in einer labilen Gleichgewichtslage befindliche Apparat erst nach einiger Zeit unter der Einwirkung unregelmässiger Störungen nach der einen oder der anderen Seite ausschlug (und durch die Stifte festgehalten wurde); bei einiger Uebung und bei nicht zu grossen Mitschwingungen des Resonators differiren die Einstellungen nur um Zehntelgrade.

Alle Beobachtungen, welche unter den verschiedensten Bedingungen ausgeführt wurden, ergaben *durchaus denselben Verlauf* der Erscheinung; es mögen deshalb im Folgenden nur zwei Beobachtungsreihen, eine für longitudinale und eine für transversale Schwingungen, welche mit dem Aluminiumresonator (vgl. II, 3) durchgeführt wurden, ausführlich angegeben werden.

In den Tabellen sind, passend geordnet, die Beobachtungen angeführt, welche abwechselnd mit den beiden Schwingungsamplituden der oscillirenden Kugel $\alpha_1 = 23$ mm bez. $\alpha_2 = 11$ mm (vgl. II, 1) gemacht wurden. Es bedeutet N die Ordnungsnummer der Beobachtung, n die Anzahl ganzer Schwingungen der oscillirenden Kugel pro Minute, θ^0 den Torsionswinkel, welcher den wirkenden Kräften direct proportional ist; es entspricht das Vorzeichen $+$ der *Anziehung* des Resonators, während das Vorzeichen $-$ der *Abstossung* entsprechend beibehalten wurde. Die Fig. 5 und 6 veranschaulichen das Verhalten der ponderomotorischen Kräfte; als Abscissen sind die Schwingungszahlen n der Kugel, als Ordinaten die gemessenen Torsionswinkel θ^0 aufgetragen.

Tabelle I.

Longitudinaloscillationen.

(Entfernung der Centra der Resonator- und der Hülfskugel $\Delta = 11$ cm.)

$\alpha_1 = 23$ mm			$\alpha_2 = 11$ mm		
N	n_1	Θ_1^0	N	n_2	Θ_2^0
22	807	- 1,0	21	808	+ 0,8
1	827	+ 2,8	18	836	+ 1,2
3	844	+ 9,3	20	845	+ 1,8
2	852	+ 16,5	19	858	+ 2,5
4	870	+ 29,0	13	867	+ 7,0
—	—	—	11	873	+ 5,8
10	880	- 20,5	14	881	- 8,7
8	881	Anm.	—	—	—
7	894	- 26,0	12	893	- 6,9
—	—	—	17	901	- 5,3
6	916	- 10,5	15	915	- 4,4
5	950	- 4,5	16	951	- 2,2
23	1008	- 0,5	24	1008	- 1,2

Anmerkung. Die Amplitude des Resonators ist übermässig gross, die Einstellungen unregelmässig.

Tabelle II.

Transversaloscillationen.

(Entfernungen der Centra der Resonator- und der Hülfskugel $\Delta = 8$ cm.)

$\alpha_1 = 23$ mm			$\alpha_2 = 11$ mm		
N	n_1	Θ_1^0	N	n_2	Θ_2^0
—	—	—	17	808 (?)	+ 7,2 (?)
19	814	+ 20,7	18	812	+ 3,9
1	829	+ 29,0	—	—	—
21	851	+ 80,0	17	857	+ 18,7
2	868	+ 77,5	10	865	+ 30,5
7	873	Anm.	15	873	+ 14,7
—	—	—	8	873	+ 4,8
6	880	- 28,8	14	879	- 16,8
—	—	—	11	884	- 22,0
5	897	- 56,3	9	893	- 17,0
4	917	- 33,3	12	913	- 9,0
3	953	- 17,2	13	948	- 4,5
20	1007	- 7,3	22	1007	- 2,1

Anmerkung. Uebergrosse Schwingungen des Resonators; unregelmässige Einstellungen.

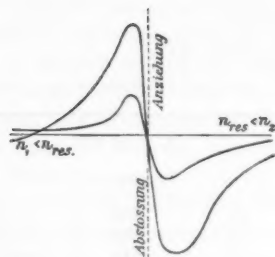


Fig. 5.

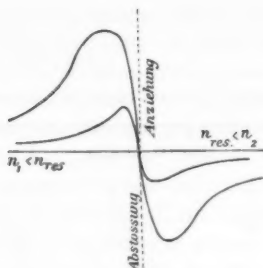


Fig. 6.

Die beobachteten Thatsachen lassen sich in folgender Weise zusammenfassen:

1. Das Verhalten des Resonators den longitudinalen und den transversalen Oscillationen gegenüber ist das nämliche.
2. Ist der Resonator höher gestimmt, so wird er angezogen, ist er tiefer gestimmt, so wird er abgestossen.
3. Die Maxima dieser entgegengesetzten Wirkungen liegen in der Nähe der Resonanz und sind durch einen stetigen Uebergang miteinander verbunden.

IV. Beobachtungen der Phasenverschiebung der Resonatorbewegung.

Nachdem durch die oben beschriebenen Versuche die Gesetze, welche für die auf hydrodynamische Oscillationsresonatoren wirkenden ponderomotorischen Kräfte gelten, gefunden wurden, versuchte ich dieselben auf Grund der von C. A. Bjerknes experimentell ermittelten Attractions- und Repulsionskräfte zu erklären. Zu diesem Zwecke war die Kenntniss der Phasenverschiebung, welche die Bewegung der Resonator- kugel in Bezug auf die der erregenden oscillirenden Kugel aufweist, unbedingt nothwendig.

Die Beobachtungen dieser Phasenverschiebung wurden auf stroboskopischem Wege in folgender Weise ausgeführt: durch einen Schnurlauf wurde von dem Motor, welcher die oscillirende Kugel treibt, eine mit einem Ausschnitt versehene Scheibe in Rotation versetzt und zwar mit einer Winkelgeschwindigkeit, welche um $\frac{1}{60}$ geringer war, wie die Geschwindigkeit der Motoraxe; betrachtet man dann die oscillirende und

die Resonatorkugel¹⁾ durch den erwähnten Ausschnitt, so sieht man, dass der Motor nach derselben Richtung, aber scheinbar mit einer sehr geringen Geschwindigkeit (eine Umdrehung in ca. 4 Sec.), rotirt und dass die oscillirende und die Resonatorkugel sich in demselben Tempo bewegen; der Phasenunterschied wird durch diese stroboskopische Verlangsamung der Oscillationen nicht beeinflusst und kann unter diesen Umständen mit Leichtigkeit beobachtet werden.

Da es bei diesen Bestimmungen nur darauf ankam, den Sinn der Phasenverschiebung festzustellen (für genaue Messungen würde sich eine passende Abänderung der Lissajoux'schen Methode besser eignen) so wurde sie bei drei verschiedenen Schwingungszahlen, bei Resonanz und bei Abweichungen von ca. ± 2 Proc. vorgenommen und hierbei die Aufeinanderfolge

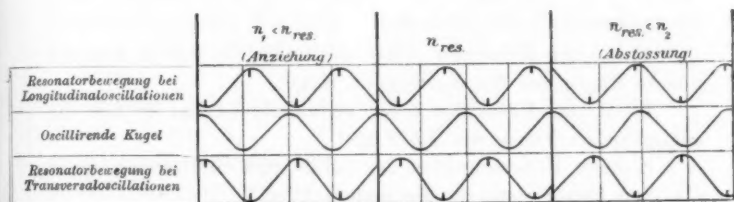


Fig. 7.

der Momente graphisch notirt, wo die beiden Kugeln ihre Umkehrpunkte passirten. Die Fig. 7 veranschaulicht die gefundenen Resultate, indem als Abscissen die Zeit und als Ordinate die Lagen der Kugeln gegeben sind.

Bei diesen Versuchen wurde die Motorgeschwindigkeit nicht durch die Stimmgabel, sondern, wie bei dem Edison'schen Phonographen, durch einen Centrifugalregulator²⁾ geregelt, indem dieser den Widerstand r' (Fig. 2) kurz schloss; diese Regulirung hat den Vorzug, eine stetige Aenderung der Tourenzahl auch während des Betriebes (durch Verschiebung

1) Der Torsionsapparat (vgl. II, 5) wird bei diesen Versuchen festgeklemmt.

2) Der Centrifugalregulator war mit der Motoraxe durch einen Schnurlauf verbunden; bei einer starren Verbindung erwies sich die Regulirung sehr mangelhaft.

der Contactfeder) zuzulassen, wodurch die Möglichkeit gegeben wird, den Verlauf der Amplituden- und Phasenverhältnisse in der unmittelbaren Nähe der Resonanz ununterbrochen verfolgen zu können; hierbei tritt mit besonderer Schärfe auf, dass die Phasenverschiebung sehr bald ihre Grenzwerte erreicht.

Diese Beobachtungen ergaben Folgendes:

für longitudinale Oscillationen

- a) ist der Resonator *höher* gestimmt (d. h. $n_1 < n_{res}$), so hat er fast die *entgegengesetzte* Phase wie die oscillirende Kugel,
- b) ist der Resonator *tiefer* gestimmt (d. h. $n_{res} < n_2$), so hat er fast die *gleiche* Phase wie die Kugel,
- c) beim Ueberschreiten der vollkommenen Resonanz geht die eine Phase stetig in die andere über;

für transversale Oscillationen

- a) ist der Resonator *höher* gestimmt, so hat er fast die *gleiche* Phase wie die oscillirende Kugel,
- b) ist der Resonator *tiefer* gestimmt, so hat er fast die *entgegengesetzte* Phase wie die Kugel,
- c) beim Ueberschreiten der vollkommenen Resonanz geht die eine Phase stetig in die andere über.

Fassen wir diese Ergebnisse ins Auge, so lassen sich die untersuchten ponderomotorischen Kräfte ohne weiteres auf die Erscheinungen zurückführen, welche C. A. Bjerknes¹⁾ für unabhängige Bewegungen beobachtet hat.

V. Zur Theorie.

Die oben beschriebenen Erscheinungen können als eine specielle Aeussderung derjenigen hydrodynamischen Kräfte aufgefasst werden, deren eingehendes Studium bereits 1863 von C. A. Bjerknes angebahnt wurde; ein vollständiges Bild gewinnen wir, wenn wir annehmen, dass die Resonatorkugel sich nach dem Gesetze der elastischen Mitschwingung bewegt und auf diesen Fall die bekannten Ausdrücke anwenden, welche für die ponderomotorische Wirkung einer oscillirenden Kugel auf eine zweite unabhängig oscillirende Kugel gelten. Wir

1) Bjerknes, Exner's Rep. 19. p. 298—299. 1883.

wollen die weiter unten folgende Rechnung für den einfachsten Fall durchführen, wo die Entfernung der kugelförmigen Körper in Bezug auf ihre Radien und Oscillationsamplituden gross ist und die Flüssigkeit unbegrenzt, im Unendlichen ruhend, incompressibel, reibungslos und ohne Wirbel ist; es werden hier diejenigen Kräfte behandelt, welche *nur* durch die Mitschwingung bedingt werden.¹⁾

Wir erörtern zuerst die Bewegung der Flüssigkeit durch eine oscillirende Kugel, gehen dann zu der Betrachtung über, wie eine solche Flüssigkeit auf eine in sie eingebettete Kugel eines elastischen Pendels wirkt und welche Bewegungen der letzteren sie bedingt, um schliesslich auf die gleichzeitige Bewegung der oscillirenden und der Resonatorkugel die von C. A. Bjerknes gefundenen Sätze anzuwenden und die ponderomotorische Wechselwirkung beider Kugeln zu berechnen.

Bewegt sich eine Kugel (deren Radius R_0 ist) mit constanter Geschwindigkeit S_0 in der Richtung der x -Axe der gegebenen Flüssigkeit, so hat das Geschwindigkeitspotential Φ in der umgebenden Flüssigkeit den Werth²⁾

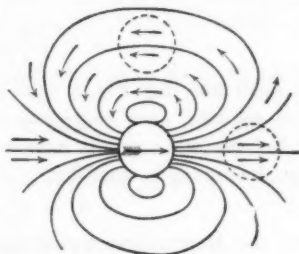


fig. 8.

$$\Phi = S_0' \frac{R_0^3}{2} \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{r} = S_0' \frac{R^3}{2} \frac{\cos \Theta}{r^3},$$

wo r der Radiusvector und Θ den Polarwinkel bedeutet.

Die Componenten v und w der Flüssigkeitgeschwindigkeit in jeder Meridianebene stellen sich dar als

$$v = \frac{d\Phi}{r d\Theta} = S_0' \frac{R^3}{2} \frac{1}{r^3} \sin \Theta,$$

$$w = \frac{d\Phi}{dr} = S_0' R^3 \frac{1}{r^3} \cos \Theta.$$

Die Strömung der Flüssigkeit ist aus Fig. 8 ersichtlich.

1) Aus unseren Messungen hoben sich die übrigen Kräfte durch das Anbringen des Hilfskörpers heraus.

2) G. Kirchhoff, Mechanik p. 225, Gleichung (27), Leipzig 1883.

Die angeführten Ausdrücke stellen die Strömung der Flüssigkeit für jedes Zeitelement dar, auch im Falle einer sich ungleichmässig (z. B. oscillatorisch) bewegenden Kugel, weil alle Stromtäden auf der Oberfläche der Kugel endigen und die hier vorgeschriebenen Verschiebungen die Bewegung der Flüssigkeitsmasse eindeutig bestimmen.

Wir wollen die Geschwindigkeit der Flüssigkeitsbewegung für eine gegebene Entfernung r vom Mittelpunkt der Kugel sowohl in der Richtung der polaren (d. h. für die „longitudinalen“ Verschiebungen) als auch in der zur Aequatorialebene senkrechten Richtung (d. h. für die „transversalen“ Verschiebungen) bestimmen:

$$v_e = 0; \quad w_e = S'_0 \left(\frac{R}{r} \right)^3,$$

$$v_t = \frac{S'_0}{2} \left(\frac{R}{r} \right)^3; \quad w_t = 0.$$

Wie auch aus der Fig. 8 ersichtlich, sind beide Geschwindigkeiten *parallel*, aber *entgegengesetzt* gerichtet.

Nehmen wir an, dass unsere oscillirende Kugel ungedämpfte Sinusschwingungen ausführt:

$$(A) \quad S'_0 = \mathfrak{S}'_0 \sin at,$$

wo S'_0 der Maximalgeschwindigkeit und a der Schwingungszahl proportional ist, so wird sich die Flüssigkeitsbewegung für die beiden Hauptlagen darstellen:

$$(A') \quad \begin{cases} \gamma'_t = + \mathfrak{S}'_0 \left(\frac{R}{r} \right)^3, \\ \gamma'_t = - \frac{\mathfrak{S}'_0}{2} \left(\frac{R}{r} \right)^3. \end{cases}$$

Hat eine oscillirende Flüssigkeitsmasse die Geschwindigkeit

$$(B) \quad S' = \mathfrak{S}' \sin at$$

und befindet sich in einer solchen Flüssigkeit die Kugel eines elastischen Pendels, so wird diese Kugel von periodischen Kräften $f(t)$ angegriffen, welche *nur* von der Beschleunigung der Flüssigkeitsmasse herrühren und deren Grösse eine Function des Durchmessers der Kugel und der Dichte der Flüssigkeit ist, welche in unserem Falle eine Constante C_1 ist:

$$f(t) = C_1 \frac{ds}{dt} = A \cos at.$$

Unter dem Einflusse dieser periodischen Kraft geräth die Kugel in Schwingungen, welche bekanntlich sich als Superposition einer erzwungenen Schwingung und einer freien Eigenschwingung darstellen lässt. Wir wollen annehmen, dass die Eigenschwingungen des Pendels schwach gedämpft sind¹⁾ — diese werden nach einiger Zeit absterben und es stellt sich dann der stationäre Endzustand ein, wo nur die erzwungenen Schwingungen in Betracht kommen.

Die Geschwindigkeit s_r der Resonatorkugel lässt sich dann in der Form darstellen

$$(C) \quad S_r = C_2 S' \cos(a t + a').$$

Die Grösse C_2 ist eine sowohl von dem Durchmesser der Kugel und deren Masse, als auch von der Dichtigkeit der Flüssigkeit abhängige Constante.

Abgesehen von constanten Factoren haben die auftretenden Grössen die Werthe²⁾:

$$(C') \quad \left\{ \begin{array}{l} S_r = \frac{\gamma' a^2}{\sqrt{(b^2 + \beta^2 - a^2)^2 + 4 a^2 \beta^2}} \\ \text{bez. laut (A')} \\ S_{rt} = + \frac{\gamma'_0 a^2}{\sqrt{(b^2 + \beta^2 - a^2)^2 + 4 a^2 \beta^2}} \\ S_{rt} = - \frac{\frac{1}{2} \gamma'_0 a^2}{\sqrt{(b^2 + \beta^2 - a^2)^2 + 4 a^2 \beta^2}} \\ a' = \arctg \frac{b^2 + \beta^2 - a^2}{2 a \beta} \end{array} \right.$$

worin b der Schwingungszahl des Eigentones des Resonators und β seiner Dämpfung proportional sind.

1) Die Annahme einer vollständigen Abwesenheit der Dämpfung führt auf Unzuträglichkeiten bei vollkommener Resonanz (unendliche Amplitude). Die Ursache der dämpfenden Kraft, welche bei unseren Versuchen zum Theil von der inneren Reibung der Flüssigkeit herrührte, kann im Falle einer reibungslosen Flüssigkeit durch eine Reihe Nebenursachen, unvollkommene Elasticität der Feder, Foucault'sche Ströme in der Metallkugel u. dgl. bedingt werden.

2) Vgl. z. B. meine Arbeit Wied. Ann. 52. p. 635. 1894. Es ist dort unter $f(t)$ die Bewegung verstanden, welche aus Versehen einmal (Z. 17 v. o.) als „Kraft“ bezeichnet ist.

Aus (C') folgt, dass für $(b^2 + \beta^2) = a^2$, d. h. bei vollkommener Resonanz die Schwingungsamplitude ihr Maximum erreicht und hierbei die Bewegungsphasen um $\pi/2$ voneinander abweichen. Ist der Resonator höher gestimmt als die erregende Schwingung ($b > a$), so ist a' positiv und die Bewegungsphasen streben entgegengesetzt für longitudinale bez. gleich für transversale Oscillationen zu werden; ist der Resonator tiefer gestimmt, so tritt das Entgegengesetzte ein.

Diese Ergebnisse stehen mit den beobachteten Thatsachen (vgl. Abschn. IV) in vollkommenem Einklange.

C. A. Bjerknes¹⁾ hat für die ponderomotorische Wechselwirkung zweier oscillirenden Kugeln, deren Radien R_0 bez. R_r und die gegenseitigen Abstände r_{or} sind, für jedes Zeitmoment die anziehende Kraft p berechnet, welche für den Fall, dass die Kugelgeschwindigkeiten s'_0 bez. s'_r sind, sich darstellen lässt²⁾:

$$p = \frac{\pi R_0^3 s'_0 R_r^3 s'_r}{r_{or}^4} [\cos(s'_0 s'_r) + 3 \cos(s'_0 r_{or}) \cos(s'_r r_{ro})].$$

Für die beiden Specialfälle der parallelen longitudinalen bez. transversalen Schwingungen lautet dieser Ausdruck für die anziehende Kraft:

$$(D) \quad \begin{cases} K_l = -2 s'_0 s'_r \frac{\pi R_0^3 R_r^3}{r_{or}^4} \\ K_t = + s'_0 s'_r \frac{\pi R_0^3 R_r^3}{r_{or}^4} \end{cases}$$

Machen wir die Annahme, dass diese Ausdrücke auch dann gelten, wenn die Bewegung s'_r eine erzwungene ist, so können wir den Impuls der Anziehung $K dt$, welchen die oscillirende Kugel auf die Resonatorkugel ausübt, von constanten Factoren abgesehen, aus (A), (A'), (B), (C) bez. (C') und (D) darstellen:

$$K_l dt = -2 \gamma'_0 \sin at \frac{\mathfrak{E}'_0 a^2}{\sqrt{(b^2 + \beta^2 - a^2)^2 + 4 a^2 \beta^2}} \cos(at + a'),$$

$$K_t dt = -\frac{1}{2} \gamma'_0 \sin at \frac{\mathfrak{E}'_0 a^2}{\sqrt{(b^2 + \beta^2 - a^2)^2 + 4 a^2 \beta^2}} \cos(at + a').$$

1) C. A. Bjerknes, Repertorium der reinen und angewandten Mathematik von L. Königsberger und G. Zeuner. I. p. 264 (Leipzig 1877).

2) l. c. p. 270 bez. p. 266.

Diese Ausdrücke lehren, dass, abgesehen von dem Factor 4, die ponderomotorischen Kräfte in Bezug auf die Resonanz sich sowohl für longitudinale als auch für transversale Schwingungen *ganz gleich* verhalten, was mit den oben angeführten Beobachtungen (vgl. Abschn. III) übereinstimmt.

Wir wollen nunmehr die Berechnung gemeinschaftlich weiterführen:

$$(E) \quad K dt = - \frac{\mathfrak{E}_0'^2 a^2}{\sqrt{(b^2 + \beta^2 - a^2)^2 + 4 a^2 \beta^2}} \sin at \cos (at + a').$$

Um die mittlere Anziehungskraft K zu berechnen, können wir die Integration über einen grossen Zeitraum erstrecken, welcher ein vielfaches von der Schwingungsperiode umfasst; es wird dann

$$\begin{aligned} \bar{K} &= - \frac{\mathfrak{E}_0'^2 a^2}{\sqrt{(b^2 + \beta^2 - a^2)^2 + 4 a^2 \beta^2}} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \sin at \cos (at + a') dt \\ &= + \frac{1}{2} \frac{\mathfrak{E}_0'^2 a^2}{\sqrt{(b^2 + \beta^2 - a^2)^2 + 4 a^2 \beta^2}} \sin a' \end{aligned}$$

und durch Einsetzen der Constanten aus (C') und weglassen von $\frac{1}{2}$

$$(F) \quad K = + \mathfrak{E}_0'^2 \frac{a^3 (b^2 + \beta^2 - a^2)}{(b^2 + \beta^2 - a^2)^2 + 4 a^2 \beta^2}.$$

Wie ersichtlich, ist die anziehende Kraft der Energie E der schwingenden Kugel, bez. der sie umgebenden Flüssigkeit, direct proportional. Der gefundene Ausdruck lässt sich vereinfachen im Falle der unmittelbaren Nähe der Resonanz und kleinen β , wofern wir $(b^2 + \beta^2 - a^2)$ durch $2a(b - a)$ ersetzen können, und kann auch einfacher geschrieben werden, wenn wir die Nähe der Resonanz ausschliessen. Die wirkende anziehende Kraft ist

$$(I) \quad K_R = E \frac{a(b - a)}{\beta^2 + (b - a)^2}$$

$$(II) \quad K_r = E \frac{2}{\left(\frac{b}{a}\right)^2 - 1}.$$

Um den Verlauf der den Resonator angreifenden Kräfte zu illustriren für den Fall, wo die Periode des Resonators unverändert bleibt und die Periode der Oscillationskugel bei

constanter Amplitude geändert wird (d. h. wenn ihre Maximalgeschwindigkeit und somit die Energie E mit a^2 wächst — wie es bei unseren Versuchen der Fall war), möge die Fig. 9

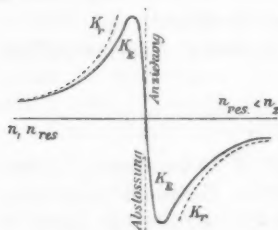


Fig. 9.

dienen; als Ordinaten sind die Kräfte aufgetragen, während die Abscissen den Schwingungszahlen n der oscillirenden Kugel proportional sind. Die Figur umfasst ein Bereich von $(b - a) = \pm 10\beta$; da β als klein vorausgesetzt ist, so ist das Anwachsen der Energie E in diesem Intervall sehr gering und die Curve deshalb symmetrisch in Bezug auf den Resonanzpunkt.

In Worte gefasst lautet das Resultat wie folgt:

1. Die ponderomotorische Wirkung der erregenden Schwingung auf den Resonator ist direct proportional der auffallenden Energiemenge und abhängig nur von dem Verhältniss der Schwingungszahlen, nicht von ihren absoluten Werthen.

2. Wenn der Resonator höher gestimmt ist als die erregende Schwingungsquelle, so wird er von ihr angezogen; diese Anziehung erreicht in der Nähe der Resonanz ihr Maximum und geht beim Ueberschreiten der Resonanz rasch aber stetig in eine maximale Abstoßung über, welche mit wachsender Verstimmung abnimmt; das gilt sowohl für longitudinale als auch für transversale Oscillationen.

3. Die Maxima der ponderomotorischen Kräfte erreichen unter sonst gleichen Bedingungen Werthe, welche zu β reciprok sind.

Der Durchführung einer genauen Berechnung der wirkenden Kräfte für den von uns experimentell untersuchten Fall stellten sich ausserordentliche analytische Schwierigkeiten in den Weg; die angeführte Berechnung des allereinfachsten Falles, bei welcher nur die wesentlichen Züge der Erscheinung in Betracht gezogen wurden, liefert uns ein solches Verhalten der ponderomotorischen Kräfte, welches die Hauptzüge der beobachteten Gesetzmässigkeiten durchaus richtig wiedergiebt.

VI. Schluss.

Fassen wir die gewonnenen Resultate zusammen, so sehen wir Folgendes:

1. Das Gesetz, nach welchem eine in einer Flüssigkeit oscillirende Kugel auf einen Resonator ponderomotorisch wirkt, kann aus den Versuchen abgeleitet werden und ergiebt sowohl für die longitudinalen, als auch für die transversalen Oscillationen gleiches Verhalten.

2. Die beobachteten Erscheinungen lassen sich ungezwungen erklären, wenn nur die Annahme gemacht wird, dass auch im Falle einer erzwungenen Bewegung dieselben Gesetze gelten, welche C. A. Bjerknes für unabhängig oscillirende Kugeln gefunden hat.

Es muss hier ganz besonders darauf hingewiesen werden, dass diese für *hydrodynamische Oscillationsresonatoren* gefundenen Gesetze *identisch* sind mit den Gesetzen, welche ich in meiner früheren Arbeit¹⁾ für *electromagnetische* Resonatoren gefunden habe, während C. A. Bjerknes²⁾ für unabhängige hydrodynamische Bewegungen eine *reciproke* Analogie mit den electrischen und magnetischen Fernwirkungen nachgewiesen hat.

Moskau, physik. Labor. d. Univ., im Juni 1896.

1) P. Lebedew, Wied. Ann. 52. p. 634. 1894.

2) C. A. Bjerknes, Rep. für Math. (I. c.) p. 271. Exner's Rep. 19. p. 288. 1883.

**8. Ueber den Einfluss von Zug-
und Druckkräften auf die thermoelectrischen
und magnetischen Eigenschaften der Metalle;
von Georg S. Meyer.**

(Aus der gleichnamigen Strassburger Dissertation.)

(Hierzu Taf. III.)

Einleitung.

§ 1. Es ist seit langem bekannt, dass elastische Beanspruchung sowohl den magnetischen Zustand eines Metalls, wie seine Stellung in der thermoelectrischen Spannungsreihe verändern kann.

Beim Eisen ist zum erstenmal von Villari¹⁾ constatirt worden, dass schwache Zugkräfte eine Zunahme der vorhandenen Magnetisirung bewirken, stärkere dagegen eine Abnahme. In der Curve also, welche die Magnetisirung als Function einer in der Richtung der Magnetisirung wirkenden Zugkraft darstellt — wir wollen sie im Folgenden kurz „magnetische Curve“ nennen — tritt ein Umkehrpunkt auf, den man wohl als „Villari's Umkehrpunkt“ bezeichnet. Viel später wurde von E. Cohn²⁾ gefunden, dass die Curve, welche für Eisen die thermoelectrische Kraft als Function der Spannung darstellt — die „thermoelectrische Curve“ — mit der magnetischen Curve des Eisens viele Aehnlichkeit besitzt, dass unter anderem auch in dieser bei stärkeren Zugkräften ein Umkehrpunkt erreicht wird.

Nachdem dann Hr. Dr. A. Heydweiler³⁾ im hiesigen Institut gefunden hatte, dass in sehr schwachen magnetischen Feldern auch beim Nickel eine Umkehrung der magnetischen Aenderungen bei steigender Belastung ganz wie beim Eisen auftritt, schien es wünschenswerth zu wissen, ob auch die thermoelectrische Curve des Nickels unter gleichen Umständen

1) Villari, Pogg. Ann. 126. p. 87. 1865.

2) E. Cohn, Wied. Ann. 6. p. 385. 1879.

3) A. Heydweiler, Wied. Ann. 52. p. 462. 1894.

einen der Villari'schen Wirkung entsprechenden Umkehrpunkt aufwies.

Die Beantwortung dieser Frage hatte die vorliegende Arbeit, welche von den Prof. F. Kohlrausch und E. Cohn angeregt worden ist, ursprünglich allein zum Ziel. Aber trotzdem die Versuche jene Vermuthung nicht bestätigten, ergaben sich dennoch andere interessante Resultate, welche mich veranlassten, den Einfluss elastischer Kräfte auf die magnetischen und thermoelectrischen Eigenschaften und die Wechselbeziehung beider beim Nickel sowohl wie bei anderen Metallen weiter zu untersuchen.

Es sei mir an dieser Stelle gestattet, allen drei genannten Herren, insbesondere meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Prof. F. Kohlrausch, für das Interesse und die Unterstützung, die sie jederzeit dieser Arbeit haben angedeihen lassen, meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

§ 2. *Geschichtliches.*¹⁾ Von Wichtigkeit für die vorliegende Untersuchung sind die Arbeiten von Cohn und Ewing. Der erstere²⁾ fand, dass die electromotorische Kraft nicht nur von der actuellen, sondern auch von allen vorangegangenen Belastungen, von der „Vorgeschichte des Drahtes“ abhängig ist, und dass in der thermoelectrischen Curve des Eisens und Stahls der Zweig für wachsende Belastung weit von dem für abnehmende abweicht. Diese später mit dem Namen „Hysteresis“ belegte Eigenschaft hält Cohn für eine specifische der magnetischen Metalle, da sie bei mehreren unmagnetischen durchaus nicht hat beobachtet werden können.

J. A. Ewing³⁾ untersuchte zum erstenmal gleichzeitig die Aenderung der electromotorischen Kraft und der Magnetisirung des Eisens durch Zugkräfte. Er fand meistens, aber nicht immer, eine ausgesprochene Analogie zwischen der thermoelectrischen und der magnetischen Curve, auch in Hinsicht auf die Erscheinungen der Hysteresis. Auf die Ewing'schen Versuche, die zum Theil eine unabhängige Reproduction der

1) Eine genauere Literaturangabe findet man in der Strassburger Dissertation.

2) E. Cohn, Wied. Ann. 6. p. 385. 1879.

3) J. A. Ewing, Phil. Trans. 177. p. 361. 1886.

Cohn'schen Untersuchungen sind, werde ich an anderer Stelle noch zurückkommen müssen.

Die Arbeiten von P. Bachmetjew¹⁾ und A. Battelli²⁾, die die Versuche auch auf Nickel ausdehnen, haben ganz ähnliche Analogien und Gegensätze zwischen den thermoelectrischen und magnetischen Eigenschaften der Metalle ergeben, wie Ewing sie beim Eisen fand. Die Untersuchungen von Ewing und Bachmetjew sind mir erst nach Beginn der vorliegenden Arbeit bekannt geworden. Auch die Battelli'schen Versuche sind ohne Einfluss auf dieselbe gewesen, da über diese erst im August 1894 — nach Beginn meiner Untersuchung — ein Referat in den Beiblättern erschien.

Versuchsanordnung.

§ 3. Bezüglich der Details der Apparate und der Anordnung verweise ich auf die ausführlichere Abhandlung und beschränke mich auf die folgenden Bemerkungen. Als magnetisierende Kraft habe ich ausschliesslich das erdmagnetische Feld benutzt, einmal weil beim Nickel der Villari'sche Punkt nur bei sehr schwachen Magnetisierungen auftritt, dann, weil die Verschiedenheit der früheren Beobachtungen, wenn sie überhaupt vom Magnetismus herrührten, eben nur durch die erdmagnetische Kraft bewirkt sein konnten. Bis auf einige wenige Versuche habe ich den Einfluss früherer Magnetisierungen durch starkes Ausglühen des Drahtes vor dem ersten Versuch vermieden. Ich verwandte zu den Versuchen drei Apparate, einen für grosse Zugkräfte, einen für kleine Zug- und Druckkräfte (in beiden war der Draht vertical) und einen für kleine Zugkräfte in ostwestlicher Richtung.

Die magnetischen Beobachtungen wurden mit einem kleinen Spiegelmagnetometer gemacht, das sich am unteren Ende des Drahtes in Höhe seines Poles und westlich von ihm befand.

Als Galvanometer diente ein Dubois-Rubens'sches, dessen Empfindlichkeit nach Bedürfniss zwischen $1-10 \cdot 10^{-9}$ Amp. für

1) P. Bachmetjew, *Exn. Rep.* 26. p. 557. 1890; 27. p. 607. 1891.

2) A. Battelli, *Atti Ist. R. Ven.* VII. 4; Beibl. p. 377. 1894.

1 Scalentheil bei 2,4 m Scalenabstand regulirt werden konnte. Diese grosse Empfindlichkeit gestattete mir 20 Ohm Widerstand im Galvanometer zu lassen. Gegen diese verschwinden die geringen Aenderungen des Widerstandes des gespannten Drahtes, infolge dessen die Resultate auch von diesem Fehler frei sind. Die Eisentheile der Apparate waren so weit vom Magnetometer entfernt, dass sie am Orte desselben das erdmagnetische Feld um weniger als 2 Proc. veränderten. Die geringen Bewegungen beider beim Spannen übten keinen merklichen Einfluss auf die Nadel aus, noch weniger die schwachen beim Spannen entstehenden Thermoströme. Die Länge der untersuchten Drähte betrug durchschnittlich 40 cm.

Als Temperaturen der „Löthstellen“ wurde 100° und Zimmertemperatur genommen. Nachdem constante Temperatur erreicht war, wurde dem Draht eine bestimmte, an einem Dynamometer abgelesene Spannung ertheilt, der Ausschlag des Galvanometers durch drei Ablesungen nach zweimaligem Commutiren festgestellt und zwischendurch der Magnetometerausschlag abgelesen.

Der letztere gestattet unter der Annahme, dass der entfernte Pol des Drahtes keinen merklichen Einfluss mehr auf das Magnetometer ausübte, die magnetischen Aenderungen im absoluten Maass zu messen. Die betreffenden Angaben sind jedoch als Annäherungen zu betrachten, die bis zu 10 Proc. Fehler enthalten können.

Die in den nachfolgenden Beobachtungen als „Null“ bezeichnete Belastung ist thatsächlich das Gewicht des Dynamometers und Kupferhakens (= 537 g). Die bei Nullbelastung erhaltenen Ausschläge des Galvanometers sind stets von den bei irgend einer anderen Spannung erhaltenen abgezogen, da sie für die Versuche von gar keiner Bedeutung sind. Der Ausschlag des Magnetometers bei Nullbelastung diene zur Berechnung der Intensität der Magnetisirung. Im übrigen wurde auch dieser Ausschlag von den in der Beobachtungsreihe erhaltenen abgezogen, es ist daher in den folgenden Tabellen nur die Aenderung der Magnetisirung, nicht diese selbst mitgetheilt.

§ 4. *Die untersuchten Materialien.* Ich stelle in der folgenden Tab. I die Constanten der untersuchten Metalle

zusammen. Dieselben sind an denselben Stücken bestimmt worden, welche auch zu den Versuchen benutzt wurden.

Es bedeutet dabei:

q den Querschnitt in mm^2 ,

s das specifische Gewicht (H_2O von $4^\circ = 1$),

σ den specifischen Widerstand bei 18° , d. h. den Widerstand eines Drahtes von 1 m Länge und 1 mm^2 Querschnitt in Ohm,

E den Elasticitätsmodul in kg/mm^2 ,

t die Temperatur, bei der letzterer beobachtet wurde.

Zu diesen Zahlen ist Folgendes zu bemerken: Die Eisendrähte waren käufliche Drähte des Handels, die Stahldrähte beste englische Claviersaiten. Der Nickeldraht war in dankenswerther Weise von Basse & Selve in Altena i. W. zur Verfügung gestellt. Das Cobalt zu liefern, hatte das Westfälische Nickelwalzwerk in Schwerte i. W. die Güte. Es war ein Blech von 50 cm Länge und 0,32 mm Dicke. Dasselbe wurde zu den Versuchen in etwa 2—3 mm breite Streifen geschnitten. Die Platin- und Golddrähte wurden als chemisch rein von Heräus in Hanau bezogen, der Cadmiumdraht war vor mehreren Jahren von Th. Schuchardt in Görlitz geliefert. Endlich verdanke ich dem Entgegenkommen der Aluminiumwaaren-Actien-Gesellschaft in Schaffhausen den äusserst gleichmässig hergestellten und subtilen Aluminiumdraht. Die Kupfer-, Silber- und Messingdrähte sind von demselben Material genommen, an welchem seinerzeit J. Thompson¹⁾ die Abweichung vom Hooke'schen Gesetz nachgewiesen hat. Die für diese Drähte angegebenen Werthe — mit Ausnahme der specifischen Widerstände — sind deshalb der Thompson'schen Arbeit entnommen. Die Werthe von E gelten bei ihnen für unendlich kleine Belastung.

Bei den Eisendrähten 1, 2 und 3, dem Nickeldraht 6 und vor allen den beiden Cobaltstreifen 8 und 9 sind die Werthe der Elasticitätsmoduln nur als Annäherungen zu betrachten, da bei diesen nur kurze Stücke zur Verfügung standen.

1) Thompson, Wied. Ann. 44. p. 551. 1891.

Tabelle I.

	Metall	q	s	σ	E	t	Bemerkungen.
1.	Eisen	0,4887	7,82	0,1260	17800	13,4°	Electrisch bis zur hellen Rothgluth ausgeglüht
2.	"	0,5113	7,79	0,1261	19200	11,9	" " " "
3.	"	1,267	7,75	0,1350	15900	16,0	" " schwachen Rothgluth ausgeglüht
4.	"	1,267	7,73	—	16040	11,6	" " zum Anlaufen ausgeglüht und dann 36 Stunden mit 30 kg belastet
5.	Nickel	0,8691	8,82	0,1171	—	—	Wie von Fabrik bezogen
6.	"	0,8605	8,83	0,1155	21700	11,4	Derselbe Draht, mit Flamme stark ausgeglüht
7.	"	0,0518	8,85	—	21660	11,5	Derselbe Draht, ausgezogen und ausgeglüht
8.	Cobalt	[0,5404]	8,58	0,1282	16100	12,9	Wie von Fabrik bezogen
9.	"	[0,8079]	8,58	0,1294	17900	12,5	Mit Flamme stark ausgeglüht
10.	Stahl	0,6434	7,80	0,1665	20900	13,6	hart
11.	"	0,6445	7,83	0,1809	20700	13,1	Electrisch bis zur hellen Rothgluth ausgeglüht
12.	Kupfer	0,0641	8,99	0,0169	12890	13,5	—
13.	Silber	0,0687	10,00	0,0262	8490	14,0	—
14.	Messing	0,0627	8,42	—	10370	9,0	—
15.	Aluminium	0,0403	2,70	—	7460	12,3	—
16.	Gold	0,0528	19,55	—	8630	12,9	Chemisch rein
17.	Platin	0,0716	21,71	—	16020	13,2	"
18.	Cadmium	0,189	8,7	—	[5750]	—	—

Die Beobachtungen.

§ 5. *Bezeichnungen in den Tabellen und Figuren.* Im Folgenden werde ich bezeichnen mit:

q den Querschnitt des Drahtes;

p die dem Draht ertheilte Belastung in Kilogramm auf den Querschnitt q ;

α_e den durch p hervorgebrachten einseitigen Ausschlag des Galvanometers;

α_m den Ausschlag des Magnetometers;

J die bei Beginn des Versuches vorhandene Magnetisirung in C. G. S.-Einheiten;

m den Scalenwerth der Magnetometerscala in C. G. S.-Einheiten;

e den Scalenwerth der Galvanometerscala in Volt;

t die Zimmertemperatur;

ferner für den Fall, dass die magnetischen und thermoelectrischen Aenderungen merklich proportional mit der Spannung verlaufen, mit:

λ_e den mittleren aus einer Beobachtungsreihe berechneten Werth von α_e für $p = 1$;

$A_e = \lambda_e \cdot e \cdot q$ = den daraus folgenden Werth der durch die Belastung von 1 kg auf 1 mm² hervorgerufene electromotorische Kraft in Volt;

λ_m und A_m das Entsprechende für die Aenderungen der Magnetisirung.

Der Kürze halber werde ich, wenn der positive Strom vom gedehnten zum ungedehnten Metall durch die warme Löthstelle fliesst, den Ausdruck gebrauchen: „Der Strom fliesst aus dem Metall heraus“, und wenn er vom ungedehnten zum gedehnten Metall fliesst: „Der Strom fliesst in das Metall hinein“. Endlich will ich die Erscheinungen der Hysteresis als „normale“ bezeichnen, wenn sie im Sinne der elastischen Nachwirkung sich geltend machen, d. h. wenn demselben Werthe der Belastung in der Reihe der ansteigenden ein kleinerer, in der Reihe der abnehmenden Belastungen ein grösserer Werth der electromotorischen Kraft bez. der Aenderungen von J entspricht; im entgegengesetzten Fall werde ich sie „anomal“ nennen. In den magnetischen Curven ist mit Aus-

nahme zweier Fälle, deren Sonderstellung durch remanenten Magnetismus erklärt ist, die Hysteresis stets normal.

Die Beobachtungen sind in der Tafel III dargestellt.¹⁾ Die Abscissenaxe gibt stets die Belastungen p , der an den Curven angebrachte Pfeil die Aufeinanderfolge derselben, die Ordinatenaxe entweder die Galvanometerausschläge α_e oder Magneto-
meterausschläge α_m an. Gleichzeitig beobachtete thermoelec-
trische und magnetische Curven sind mit derselben Ziffer be-
zeichnet, die erstere mit dem Zusatz a , die letztere mit b . Die magnetischen Curven geben nur die Aenderung der Mag-
netisirung, die absoluten Anfangswerthe derselben stehen unter J daneben. Bei Zunahme der Magnetisirung ist die
magnetische Curve stets oberhalb der Abscissenaxe, bei Ab-
nahme derselben stets unterhalb gezeichnet, sodass ein Ver-
lauf der Curve in der Abscissenaxe Constantbleiben des Mo-
mentes bedeuten würde. Der thermoelectrischen Curve habe
ich willkürlich die Lage zur Abscissenaxe gegeben, die die
gleichzeitig beobachtete magnetische Curve hat. Bei einem
und demselben Metall aber entspricht derselben Stromrichtung
dieselbe Lage der Curve zur Abscissenaxe.

Als Beispiel zur Erläuterung dieser Bezeichnungsweise
führe ich einen mit weichen Eisen unternommenen Versuch,
Fig. 1, an ($g = 0,45$ mm, $t = 19,2$, $e = 12,18 \cdot 10^{-8}$ Volt).
Die Curve hat die meistens auch von den früheren Beobach-
tern gefundene charakteristische Form, welche wegen ihrer
grossen Analogie zu der entsprechenden magnetischen Curve
zu der Annahme geführt hat, dass die durch die Zugkräfte
bewirkte Aenderung der Magnetisirung die eigentliche Ursache
der Aenderung der electromotorischen Kraft wäre. Der Strom
fliesst zunächst mit wachsender Spannung aus dem Metall
heraus, erreicht ein Maximum, fällt auf Null, fliesst dann in
das Eisen hinein, erreicht ein zweites Maximum, geht durch
Null hindurch und fliesst dann wieder aus dem Eisen heraus.
Dieses ganze Stück der Curve nenne ich den „ansteigenden
Zweig“. Der „absteigende Zweig“ zeigt starke normale Hysteresis
diesseits des zweiten Maximums, anomale jenseits desselben.

1) Die Nummern der Figuren sind diejenigen der Dissertation.

Eisen und Stahl.

§ 6. Bezüglich dieser Materialien verweise ich auf die ausführliche Abhandlung (p. 23—27) und eine in § 16 des vorliegenden Auszuges angegebene Abweichung von Ewing's Befunden.

Cobalt.

§ 7. *Villari'scher Punkt.* Es wurden zunächst mit möglichst entmagnetisirtem Cobalt Versuche angestellt, um zu untersuchen, ob auch beim Cobalt in sehr schwachen Feldern ein Villari'scher Punkt zu constatiren wäre, wie er von Heydweiller beim Nickel gefunden worden ist.

Zu diesem Zwecke wurde ein stark ausgeglühter Streifen in Verfolg der von Heydweiller angegebenen Methode des Entmagnetisirens in verticaler Lage durch Erschütterung im erdmagnetischen Felde magnetisirt, dann um 180° gedreht und wieder erschüttert. Dabei verlor er die vorige Magnetisirung fast vollständig. Unter möglichster Vermeidung jeder Erschütterung wurde der Streifen dann in den Apparat horizontal und senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien eingespannt und etwa eine halbe Stunde lang die eine Löthstelle constant erwärmt. Die dann beobachtete magnetische Curve ist in Fig. 9 dargestellt:

$$J = 3,28 \text{ C. G. S.}$$

$$m = 0,11 \quad ,,$$

Es ergibt sich thatsächlich eine deutliche Zunahme der Magnetisirung, welche einem Maximum zustrebt. Dass der absteigende Zweig, der stark normale Hysteresis zeigt, erst noch zu grösseren Werthen der Magnetisirung geht, lässt darauf schliessen, dass bei stärkeren Zugkräften, die ich leider in diesem Apparat nicht geben konnte, der Umkehrpunkt bald erreicht worden wäre. Die Curve zeigt in jeder Hinsicht das Verhalten eines erstmalig, aber nicht bis zur Erreichung des Maximums belasteten Eisendrahtes.

Der zweite Belastungszyklus ist in Fig. 10b dargestellt. Der Maassstab derselben ist wegen der sehr geringen Aenderung von J sehr gross gewählt. Auch diese Curve hat die Form, wie sie Eisen vor Erreichung des Villari'schen Punktes zeigt.

Es wurde noch ein anderer Streifen, der im Apparat, also in ostwestlicher horizontaler Lage ausgeglüht war, während er mit 0,5 kg belastet war, untersucht. Ich beobachtete eine Anzahl ganz gleichartiger Reihen, von denen eine in Fig. 11 dargestellt ist. Diese Curve, welche Nachts bei absoluter Freiheit von Erschütterung oder sonstigen Störungen beobachtet worden ist, zeigt deutlich die Villari'sche Wirkung, wenn auch die absoluten Aenderungen der Magnetisirung sehr gering sind. $J = 3,53$ C. G. S., $m = 0,06$ C. G. S.

Als der Streifen noch stärker gespannt wurde, nahm die Magnetisirung von da an bei jeder Belastung ab, bei jeder Entlastung zu, auch als er noch einmal ausgeglüht wurde.

Wenn auch die Ausschläge bei den Fig. 10b und 11 sehr klein waren, so ist doch die Form der Curven durch häufige und möglichst vorsichtige Beobachtung als sichergestellt anzunehmen. Ausser der Form dieser beiden Curven, die den entsprechenden des Eisens durchaus analog sind, spricht für das Vorhandensein des Villari'schen Punktes beim Cobalt: die deutliche Zunahme der Magnetisirung in Fig. 9 und der Umstand, dass die Villari'sche Wirkung — ebenso wie beim Eisen und Nickel — durch zu starke Belastung zum Verschwinden gebracht werden konnte.

Es steht zu erwarten, dass durch Anwendung von Druckkräften, die ich den Streifen leider nicht ertheilen konnte, und durch die die Nachwirkung von Zugkräften immer leicht beseitigt werden kann, die Villari'sche Wirkung beim Cobalt deutlicher, als es hier möglich war, wird erwiesen werden können.

§ 8. *Cyklisches Verhalten.* Was die thermoelectrischen Eigenschaften des Cobalts anbetrifft, so zeigen sie ein bei weitem regelmässigeres und zu den magnetischen Eigenschaften in einfacheren Beziehungen stehendes Verhalten als Eisen. Wenn auch die Versuche mit Cobalt sämmtlich durch die unhandliche Form desselben beeinflusst sind, so sind die erhaltenen Resultate doch sicher genug, um sein qualitatives Verhalten daraus schliessen zu können.

Die Fig. 12, 14 und 15 zeigen, dass die electromotorische Kraft und die Magnetisirung mit den Zugkräften in sehr analoger Weise sich ändern. Die Fig. 15 theile ich mit, um ein für allemal den stärkeren Einfluss einer erstmaligen Belastung

zu zeigen, den ich stets beobachtet habe. Bei dem in Fig. 13 dargestellten Versuch war das schon in Fig. 12 verwendete Streifensystem in einer Stromspule stark magnetisirt worden. Hier wurde also auch die Aenderung von remanentem Magnetismus beobachtet. Die Constanten der Versuche findet man in folgender:

Tabelle II.

	q mm	t	10^{-8} Volt.	m C. G. S.	J C. G. S.	λ_e Theilstr.	A_e 10^{-8} Volt.	A_m C. G. S.
Fig. 12.	0,676	15,4°	41,79	0,12	11,5	1,16	32,77	-0,19
Fig. 13.	0,676	—	41,79	2,30	287	\pm	\pm	-2,44
Fig. 14.	0,803	—	16,21	0,47	134	1,83	23,80	-1,82
Fig. 15.				Nicht beobachtet				
Fig. 10.	0,843	14,2°	19,44	0,11	3,64	2,65	43,34	\pm

Nickel.

§ 9. Der Nickeldraht vom Querschnitt $q = 0,869 \text{ mm}^2$ ist in allen drei Apparaten untersucht worden:

Fig. 16 stellt einen Versuch dar, in welchem der Draht in dem Zustand, in dem er von der Fabrik bezogen war, grossen Zugkräften unterworfen wurde.

$$t = 19,2^\circ \quad e = 17,28 \cdot 10^{-8} \text{ Volt}$$

$$\text{Zwischen 0 und 15 kg: } \lambda_e = 4,45 \text{ Theilstr. } A_e = 66,87 \cdot 10^{-8} \text{ Volt.}$$

$$15 \text{ „ 28 „: } \lambda_e = 1,28 \text{ „ } A_e = 19,20 \cdot 10^{-8} \text{ „}$$

$$\text{für die ganze Reihe: } \lambda_e = 3,45 \text{ „ } A_e = 51,76 \cdot 10^{-8} \text{ „}$$

Sie zeigt eine auffällige Analogie mit der entsprechenden bekannten magnetischen Curve des Nickels.¹⁾

Ein Controllversuch wurde mit dem zum Querschnitt $q = 0,0518 \text{ mm}^2$ ausgezogenen Draht angestellt, in der bei den unmagnetischen Metallen (§ 13) beschriebenen Weise mit Spannung des Drahtes durch Gewichte. Es ergaben sich die gleichen Resultate mit den Zahlen:

$$t = 18,1^\circ, \quad e = 6,30 \cdot 10^{-8} \text{ Volt,}$$

$$\lambda_e = 97,46 \text{ Theilstr., } A_e = 31,84 \cdot 10^{-8} \text{ Volt.}$$

§ 10. Ein bis zum Anlaufen durch einen electrischen Strom erhitztes Stück des Drahtes wurde in den zweiten Apparat für Zug- und Druckkräfte eingespannt. In Fig. 17,

1) Vgl. z. B. Ewing, Magnetische Induction, p. 190.

die den Versuch darstellt, ist der Strom aus dem Nickel heraus unter der Abscissenaxe, in das Nickel hinein über derselben gezeichnet. Die electromotorische Kraft ist merklich proportional mit der Belastung und zeigt deutliche normale Hysteresis. Es ist hierbei zu bemerken, dass bei der Unsicherheit der Druckertheilung der gemessene Druck nicht genau gleich dem thatsächlichen zu sein braucht; dass er aber mit diesem stetig wächst, zeigt der regelmässige Verlauf der Druckcurve.

$$t = 16,5^{\circ}, e = 6,39 \cdot 10^{-8} \text{ Volt},$$

$$\lambda_e = 13,0 \text{ Theilstr.}, A_e = 70,50 \cdot 10^{-8} \text{ Volt.}$$

Fig. 18 und 19 stellen die für Zug und Druck gesondert erhaltenen Resultate dar. Die Curven haben die aus der beide Theile enthaltenden Fig. 17 zu erwartende Form. Man bemerkt an der Verschiebung des Nullpunktes bei beiden Curven die Nachwirkung der entgegengesetzten Belastung.

Die magnetischen Zug- und Druckcurven ergeben bei diesen Versuchen eine den thermoelectrischen vollkommen analoge Form.¹⁾

§ 11. Mit derselben Anordnung wurde ein Controllversuch gemacht, um zu sehen, ob Temperaturänderungen von qualitativem Einfluss auf die electromotorische Kraft sind, was schon durch die Versuche von E. Cohn verneint war. Zu diesem Zwecke wurde die Zimmertemperatur (am 5. Dec. 1894) von etwa 16° auf $2,3^{\circ}$ erniedrigt. Ich erhielt eine der Fig. 17 vollkommen ähnliche Curve, aus der ich

$$A_e = 72,84 \cdot 10^{-8} \text{ Volt},$$

also etwas grösser wie vorhin berechnete.

Als der Draht durch Zufall erschüttert wurde, bemerkte ich eine starke Aenderung der electromotorischen Kraft. Ich habe deshalb absichtlich den Draht durch Klopfen am Hebel, einmal auf der Zugseite, einmal auf der Druckseite erschüttert. Wie dadurch sowohl die Magnetisirung, wie die electromotorische Kraft in analoger Weise beeinflusst werden, zeigt die folgende

1) Fig. 20 der Dissertation.

Tabelle III.

Klopfen am Hebel auf:

	α_e	α_m
Zugseite	- 9,0	- 1,6
Druckseite	-	+ 10,0
Druckseite	+ 39,0	+ 11,5
Zugseite	- 2,5	- 0,8
Druckseite	+ 27,0	+ 11,2
Zugseite	- 12,0	+ 1,1
Druckseite	+ 50,4	+ 13,7
Druckseite	+ 42,3	+ 14,2

Bei α_e bedeutet das + Zeichen Strom in das Nickel hinein, das - Zeichen aus dem Nickel heraus. Bei α_m bedeutet das erstere Zunahme, das letztere Abnahme der Magnetisierung. Nach dem Erschüttern zeigte die erstmalige Belastung ihren stärkeren Einfluss besonders deutlich. Nach mehreren Spannungscyklen verschwand die Einwirkung der Erschütterung wieder ganz.

§ 12. Die folgenden Versuche, welche die Villari'sche Wirkung und ihren eventuellen Einfluss auf die electromotorische Kraft zeigen sollten, wurden in dem dritten Apparat bei ost-westlicher Lage des gespannten Drahtes unternommen. Bei den ersten Versuchen sank die Magnetisierung auf $J=33,4$ C. G. S. Diese ist noch zu stark, um die Villari'sche Wirkung aufkommen zu lassen. Es wurden deshalb thermoelectrische und magnetische Curven erhalten, die ganz das Aussehen der Fig. 16 haben. Während aber die Aenderung von J sicher kleiner geworden sind, haben die electromotorischen Kräfte stark zugenommen. Es war nämlich bei

$$t = 14,9^\circ \text{ und } e = 11,04 \cdot 10^{-8} \text{ Volt,}$$

$$\lambda_e = 13,70 \quad A_e = 131,4 \cdot 10^{-8} \text{ Volt,}$$

$$\lambda_m = 24,85 \quad A_e = 1,56 \text{ C. G. S.}$$

und wie früher: Strom aus dem Nickel heraus bei Abnahme der Magnetisierung.

Deutlich wurde die Villari'sche Wirkung in dem in Fig. 22 dargestellten Versuche sichtbar, bei dem der Draht ganz in der gleichen Weise behandelt worden war, wie es in dem entsprechenden Versuch mit Cobalt (§ 7) geschildert ist. Die thermoelectrische Curve ist das Mittel aus drei Beobachtungsreihen, durch die die Temperaturschwankung einigermaßen eliminiert sind. Sie hat die bei den früheren Ver-

suchen beobachtete Form, die Ausschläge sind aber noch grösser geworden, denn es war bei

$$\begin{aligned} t &= 13,5^{\circ} & \text{und} & \quad e = 17,42 \cdot 10^{-8} \text{ Volt,} \\ \lambda_e &= 13,0 \text{ Theilst.} & A_e &= 196,9 \cdot 10^{-8} \text{ Volt,} \\ J &= 2,89 \text{ C. G. S.} & m &= 0,16 \text{ C. G. S.} \end{aligned}$$

Stromrichtung: Wie früher aus dem Nickel heraus. Die normale Hysteresis der electromotorischen Kraft dürfte wieder ganz oder doch zum grösseren Theil den Temperaturschwankungen zuzuschreiben sein. Die magnetische Curve zeigt die Villari'sche Wirkung sehr deutlich, trotzdem ist der Einfluss derselben auf die electromotorische Kraft nicht merkbar.

Die nicht magnetischen Metalle.

§ 13. Nach Abschluss der Versuche mit den magnetischen Metallen wurden noch einige thermoelectrische Messungen an Kupfer- und Silberdraht gemacht, und, als sich hier eine einfache Beziehung zwischen der electromotorischen Kraft und der Spannung zu ergeben schien, zur Controlle derselben auch an Messing-, Aluminium-, Gold-, Platin- und Cadmiumdrähten (Tab. III, Nr. 12—18). Die Versuche wurden in folgender Form angestellt: An zwei etwa 40 cm voneinander entfernten Stellen des Drahtes wurden kleine Haken befestigt. Der eine Haken wurde dann im Hohlraum des Dampfmantels fest gemacht, der andere trug eine kleine Wagschale zur Aufnahme der spannenden Gewichte. Die beiden freien Enden des Drahtes wurden unter Petroleum mit den zum Galvanometer führenden Kupferdrähten verbunden. Gespannter Draht und Seitendrähte wurden bei diesen Versuchen aus einem zusammenhängenden Stück gebildet. Bei den folgenden Beobachtungen ist stets das Mittel aus mehreren Reihen mitgetheilt worden:

Kupfer.

p	a_e
0	0
0,1	1,0
0,3	2,8
0,8	7,3
1,66	14,8

$$\begin{aligned} t &= 14,0^{\circ} & q &= 0,0641 \text{ mm}^2 & e &= 9,82 \cdot 10^{-8} \text{ Volt,} \\ \lambda_e &= 9,15 \text{ Theilstr.} & A_e &= 5,76 \cdot 10^{-8} \text{ Volt,} \end{aligned}$$

Stromrichtung: Aus dem gespannten Kupfer heraus.

Silber.

p		α_e
0	0	0,1
0,5	↓ 7,0	↑ 7,7
1,36	↓ 17,9	↑ 18,4
1,56	↓ 20,7	

$$t = 13,5^\circ \quad q = 0,0687 \text{ mm}^2 \quad e = 9,52 \cdot 10^{-8} \text{ Volt},$$

$$\lambda_e = 13,38 \text{ Theilstr.} \quad A_e = 8,75 \cdot 10^{-8} \text{ Volt.}$$

Stromrichtung: Aus dem gespannten Silber heraus.

Die Beziehung, die für diese beiden Metalle zwischen der Spannung und der electromotorischen Kraft gefunden wurde, ist die, dass das Product aus A_e und dem Elasticitätsmodul E mit grosser Annäherung gleich ist, nämlich für:

$$\text{Cu: } A_e \cdot E = 5,76 \cdot 12890 \cdot 10^{-8} = 74245 \cdot 10^{-8} \text{ Volt kg/mm}^2$$

$$\text{Ag: } A_e \cdot E = 8,75 \cdot 8490 \cdot 10^{-8} = 74313 \cdot 10^{-8} \text{ Volt kg/mm}^2$$

Bei diesen beiden Drähten bewirkt also gleiche Verlängerung bei gleichem Querschnitt gleiche Erhöhung der electromotorischen Kraft. Die folgenden Versuche zeigen jedoch, dass diese Beziehung nicht allgemein gültig ist, sondern gerade diesen beiden Metallen zukommt:

Messing.

p		α_e
0	0	0,1
0,5	↓ 5,6	↑ 5,5
0,7	↓ 7,6	↑ 7,4
0,9	↓ 9,4	

$$t = 15,8^\circ \quad q = 0,0627 \text{ mm}^2 \quad e = 5,63 \cdot 10^{-8} \text{ Volt},$$

$$\lambda_e = 10,72 \text{ Theilstr.} \quad A_e = 3,78 \cdot 10^{-8} \text{ Volt.} \quad A_e \cdot E = 39220 \cdot 10^{-8} \text{ Volt.}$$

Stromrichtung: Aus dem gespannten Messing heraus.

Aluminium.

p		α_e
0	0	0,2
0,1	↓ 2,6	↑ 3,0
0,2	↓ 5,9	↑ 5,9
0,3	↓ 9,4	

$$t = 14,5^\circ \quad q = 0,0403 \text{ mm}^2 \quad e = 5,70 \cdot 5,70 \cdot 10^{-8} \text{ Volt},$$

$$\lambda_e = 30,19 \text{ Theilstr.} \quad A_e = 6,92 \cdot 10^{-8} \text{ Volt.} \quad A_e \cdot E = 51670 \cdot 10^{-8} \text{ Volt.}$$

Stromrichtung: In das gespannte Aluminium hinein.

Platin.

p		α_e
0	0	-0,2
0,2	27,6	27,2
0,7	95,9	94,7
0,9	122,1	

$$t = 14,5^{\circ} \quad q = 0,0716 \text{ mm}^2 \quad e = 5,88 \cdot 10^{-8} \text{ Volt},$$

$$\lambda_e = 135,8 \text{ Theilstr. } A_e = 57,21 \cdot 10^{-8} \text{ Volt. } A_e E = 916500 \cdot 10^{-8} \text{ Volt.}$$

Stromrichtung: Aus dem gespannten Platin heraus.

Gold.

Die Aenderung der electromotorischen Kraft war so klein, dass sie nur durch häufige Beobachtung derselben bei dem höchsten zulässigen Gewicht — 0,5 kg — auch quantitativ sicher gestellt werden konnte. Im Mittel ergab sich $\alpha_e = 3,16$ Theilstr. für $p = 0,5$

$$t = 15,6^{\circ} \quad q = 0,0528 \text{ mm}^2 \quad e = 5,73 \cdot 10^{-8} \text{ Volt},$$

$$\lambda_e = 6,32 \text{ Theilstr. } A_e = 1,91 \cdot 10^{-8} \text{ Volt. } A_e E = 16510 \cdot 10^{-8} \text{ Volt.}$$

Stromrichtung: Aus dem gespannten Gold heraus.

Cadmium.

Die ausserordentliche Weichheit des Cadmiumdrahtes machte eine genaue Messung unmöglich, denn schon bei 200 g Belastung des 0,49 mm dicken Drahtes traten permanente Deformationen auf, die, wie schon W. Thomson fand, Entgegengesetztes bewirken, wie momentane. Bei 100 g wurde im Mittel ein Ausschlag von 3,69 Theilstrichen beobachtet:

$$t = 19,5^{\circ} \quad q = 0,189 \text{ mm}^2 \quad e = 5,60 \cdot 10^{-8} \text{ Volt},$$

$$\lambda_e = 36,9 \text{ Theilstr. } A_e = 38,98 \cdot 10^{-8} \text{ Volt.}$$

$$A_e E = 224130 \cdot 10^{-8} \text{ Volt.}$$

Stromrichtung: Aus dem gespannten Cadmium heraus.

Discussion der Beobachtungen.

§ 14. Die nicht magnetischen Metalle zeigen zwei allen gemeinsame Eigenschaften. Erstens ist die Aenderung der thermoelectrischen Kraft bei ihnen mit grosser Annäherung proportional mit der Belastung, und zweitens zeigen sie gar

keine oder doch die Grenze der Beobachtungsfehler kaum überschreitende Hysteresis der electromotorischen Kraft.

Die kleinen Abweichungen des absteigenden Zweiges der thermoelectrischen Curve von dem ansteigenden können durch Verunreinigung und vielleicht auch durch elastische Nachwirkung bedingt sein.

Alle Versuche, die durch Spannung bedingte Aenderung der thermoelectrischen Kraft in Beziehungen zu anderen Constanten der Materialien zu setzen, führten zu keinem Ergebniss.

Dieser Umstand, sowie die Versuche von Blondlot¹⁾, welcher in dem umgekehrten Process selbst mit den feinsten Mitteln keine umkehrbare Verlängerung der Drähte durch einen electrischen Strom hat finden können, machen es wahrscheinlich, dass die Beeinflussung der electromotorischen Kraft durch Belastung gar keine unmittelbare Folge der elastischen Veränderung ist.

§. 15. *Die magnetischen Metalle* zeigen eine einfache Abhängigkeit der electromotorischen Kraft von der Belastung aus dem Grunde nicht, weil die Belastung gleichzeitig stets eine Aenderung der Magnetisirung hervorruft. Nimmt man nach dem Verhalten der nicht magnetisirbaren Stoffe an, dass Aenderungen der Spannungen keine directe cyklische Aenderung der electromotorischen Kraft veranlassen, so hängt diese noch ab von der elastischen Beanspruchung und von der augenblicklichen Magnetisirung.

Wenn l die Länge des Drahtes, m seine Magnetisirung bedeutet, so ist allgemein die electromotorische Kraft:

$$e = f(l, m).$$

Unter Berücksichtigung, dass m selbst noch von l abhängt, ergibt sich daraus:

$$(1) \quad de = \frac{\partial e}{\partial l} dl + \frac{\partial e}{\partial m} \frac{dm}{dl} \cdot dl.$$

An der Hand dieser Gleichungen lassen sich die gefundenen Erscheinungen beim Nickel und Cobalt ihrem Wesen nach am leichtesten discutiren:

Aus den Curven 10^a und 22^a, welche die thermoelectrischen Eigenschaften des stark entmagnetisirten Cobalts und

1) Vgl. Wiedemann's Electricität. 2. p. 225. 1894.

Nickels darstellen, sowie aus der Analogie mit den unmagnetischen Metallen kann gefolgert werden, dass in den ganz entmagnetisirten Metallen die electromotorische Kraft in erster Annäherung proportional mit der Belastung ist, d. h.

$$(2) \quad \frac{\partial e}{\partial i} = \text{const.} = a.$$

Das Vorzeichen von a , welches die Richtung angiebt, in welcher der Strom im entmagnetisirten Metall durch die warme Löthstelle fliesst, soll für jedes einzelne Metall willkürlich positiv angenommen werden.

Ferner ist aus früheren Versuchen bekannt und auch aus meinen ersichtlich — vgl. Fig. 12—15^b, 20^b, 21 — dass von mittleren bis zu ziemlich grossen Magnetisirungen hin Zugkräfte eine Abnahme derselben hervorbringen, welche ebenfalls in erster Annäherung proportional mit der Spannung ist, d. h.:

$$(3) \quad \frac{dm}{dl} = \text{const.} = -c_1.$$

Ueber die Werthe von $\partial e / \partial m$, den Einfluss der Magnetisirung auf die electromotorische Kraft, liegen meines Wissens für Cobalt gar keine Bestimmungen, für Nickel eine von Batelli vor. Dieser fand anfänglich Proportionalität zwischen Magnetisirung und der electromotorischen Kraft, erhielt jedoch noch Zunahme der electromotorischen Kraft, als der Draht schon gesättigt war, ein Umstand, welcher zu Bedenken gegen die Reinheit dieser Versuche Anlass gibt. Weit ausführlichere Versuche über die Werthe von $\partial e / \partial m$ liegen von Ewing für Eisen vor. Dieser fand, dass $\partial e / \partial m$ mit abnehmenden m selbst abnimmt.¹⁾ Ich glaube aus den Ewing'schen Versuchen annehmen zu dürfen, dass man angenähert setzen darf

$$\frac{\partial e}{\partial m} = c_2 \cdot m.$$

Nimmt man dies auch für Cobalt und Nickel an, so bekommt man für mittlere und stärkere Magnetisirungen die obige Gleichung (1) in Form:

$$(4) \quad \frac{de}{dl} = a - b m.$$

1) Ewing, Phil. Mag. 1886, Taf. 23, Fig. 23.

Hierin ist $b = c_1 \cdot c_2$ gesetzt. Die Constante c_2 und also auch b hat nämlich dasselbe Vorzeichen wie a , denn Tomlinson fand für Cobalt Strom vom unmagnetischen zum magnetischen, Thomson und Battelli für Nickel Strom vom magnetischen zum unmagnetischen Metall durch die warme Löthstelle. In beiden Fällen aber ist das dieselbe Richtung, die der durch Dehnung bewirkte Strom im entmagnetisirten Nickel und Cobalt hat. Es ergibt sich so ohne weiteres aus der Gleichung (4):

1. Bei mittleren Magnetisirungen ist der durch Dehnung bewirkte Strom die Differenz des von der elastischen Wirkung allein und des von der gleichzeitigen Abnahme der Magnetisirung bedingten Stromes.

2. Bei sehr schwacher Magnetisirung verschwindet der durch Aenderung derselben bedingte Strom gegen den durch Dehnung veranlassten. Daher hat die thermoelectrische Curve keinen Umkehrpunkt, wenn die magnetische Curve den Villari'schen Punkt zeigt. (Fig. 10 und 22.)

3. Die Formel erklärt die charakteristische Curve, Fig. 13. Bei ursprünglich stärkerer Magnetisirung nämlich überwiegt durch Abnahme derselben das mit m proportionale Glied; m selber fällt mit wachsender Spannung, sodass $a = b m$ werden kann; damit wird ein Maximum erreicht, und nun überwiegt der durch Dehnung allein bewirkte Strom.

4. Innerhalb der Gebiete, in welchem der Einfluss der Dehnung und der Aenderung der Magnetisirung von gleicher Grössenordnung sind, muss bei cyklischer Aenderung der Magnetisirung auch die thermoelectrische Curve eine ähnliche cyklische Aenderung aufweisen. Beweise hierfür liefern alle bei mittlerer Magnetisirung unternommenen Versuche mit Cobalt und Nickel.

Wie weit die Folgerungen 1—3 zutreffen, zeigt die folgende Zusammenstellung der Versuche, aus der ersichtlich ist, dass mit zunehmender Magnetisirung infolge der stärkeren Abnahme derselben durch Zugkräfte eine Abnahme der thermoelectrischen Wirkung verbunden ist.

Dass Tomlinson im Gegensatz zu Bidwell's und meinen Resultaten Stromrichtung aus dem gespannten Cobalt heraus erhielt, könnte also möglicherweise an einem verhältnissmässig starken remanenten Magnetismus des Stückes gelegen haben.

Versuch	Magnetismus	Cobalt.	
		Magnetische	Thermoelectrische
Fig. 10	3,64 C. G. S.	Villar. Pkt.	43,34 . 10 ⁻⁸ Volt.
" 12	11,5 "	— 0,19 C. G. S.	32,77 . " "
" 14	134 "	— 1,82 "	23,80 . " "
" 13	287 "	— 2,44 "	Umkehrpunkt.

Versuch	Magnetismus	Nickel.	
		Magnetische	Thermoelectrische
Fig. 22	2,89 C. G. S.	Villar. Pkt.	196,9 . 10 ⁻⁸ Volt.
" 12	33,4 "	— 1,56 C. G. S.	131,4 . " "
Fig. 20	ca. 200 "	—	70,50 . " "
" 16	—	—	51,76 . " "
" 9	—	—	31,84 . " "

§ 16. Beim Eisen lassen die früher von Ewing gefundenen Resultate ebenso wie die meinigen eine einfache Deutung nicht zu, weil sich über $\partial e / \partial l$ nichts Sicheres aussagen lässt.

Beachtenswerth ist noch die Thatsache, dass bei meinen sämtlichen Versuchen mit Eisen — allerdings im Gegensatz zu den Ewing'schen Versuchen — die Hysteresis in der thermoelectrischen Curve, wenn der Strom aus dem Eisen herausfloss bez. jenseits des zweiten Maximums, stets anomal war. Eine Erklärung dafür vermag ich nicht zu geben.

§ 17. Bei den unmagnetischen Metallen wurde stets ebenso wie bei den magnetischen beobachtet, dass die erstmalige Belastung eine erheblich stärkere electromotorische Kraft hervorbrachte, als die folgenden Spannungscyklen. Es ist dieses wohl darauf zurückzuführen, dass erstmalige Belastung eine dauernde oder jedenfalls lange nachwirkende Zustandsänderung hervorruft.

Schluss.

Die Resultate der vorliegenden Arbeit lassen sich in folgender Weise zusammenfassen:

I. Auch beim Cobalt zeigt sich in sehr schwachen Feldern die Umkehr der Magnetisirung, die beim Eisen zuerst von Villari, beim Nickel von Heydweiller gefunden worden ist.

II. Das thermoelectrische Verhalten der untersuchten Metalle lässt sich, wie folgt, beschreiben:

1. In unmagnetischen Metallen ist die durch Dehnung bewirkte electromotorische Kraft in erster Annäherung der

Spannung proportional. Hysteresis ist merklich nicht vorhanden.

2. Bei der Untersuchung der magnetischen Metalle wird stets Rücksicht auf die mit der Dehnung gleichzeitig bewirkten Aenderungen ihres magnetischen Zustandes zu nehmen sein, da der Einfluss derselben von gleicher oder gar grösserer Wirkung sein kann, als der der Belastung allein. In der Vernachlässigung dieses Umstandes scheint mir ein, wenn auch nicht der einzige Grund dafür zu liegen, dass in den Angaben der früheren Beobachter gerade betreffs der magnetischen Metalle soviel Widersprüche enthalten sind.

3. Bei weichem Eisen lässt sich der Einfluss der Dehnung allein nicht feststellen, da dieselbe stets von Aenderungen der Magnetisirungen begleitet ist, die die einfache Zugwirkung vermuthlich überdecken.

4. Beim Nickel und Cobalt bewirkt Dehnung eine electromotorische Kraft, welche gleichgerichtet ist mit der durch longitudinale Magnetisirung bewirkten. Da aber Zugkräfte zugleich eine Abnahme der Magnetisirung bedingen, so ist die entstehende electromotorische Kraft die Differenz der durch Dehnung allein und der durch Abnahme der Magnetisirung veranlassten electromotorischen Kraft. Die letztere kann bei starker Magnetisirung die erstere an Grösse übertreffen.

5. Die sehr schwachen Aenderungen der Magnetisirung beim Nickel und Cobalt am Villari'schen Punkt können die electromotorische Kraft nicht so stark beeinflussen, dass auch in der thermoelectrischen Curve ein Umkehrpunkt entstände.

6. Eine erstmalige Belastung beeinflusst die electromotorische Kraft bei allen Metallen mehr als wiederholte.

Zum Schluss sei es mir verstattet, Hrn. Prof. Dr. F. Braun meinen besten Dank auszusprechen für die wohlwollende Theilnahme, die er der vorliegenden Arbeit nach seiner Hierherberufung zugewandt hat.

Strassburg i. E., Physik. Inst. der Universität, Juli 1895.

9. *Theoretische Untersuchungen über elastische Körper und Licht; von Paul Glan.*

IX. Schwache Absorption ultraviolett Lichtes.

Die Vergleichung der bisherigen Ergebnisse der Theorie mit den durch Versuche für die von Röntgen entdeckten Strahlen gefundenen, bei denen die Stärke der Absorption dieser Strahlen in einem Körper nach der Stärke der photographischen oder Fluorescenzwirkung der durch ihn hindurchgelassenen Strahlen beurtheilt wird, kann in strenger Weise nur ausgeführt werden, wenn den von Röntgen entdeckten Strahlen nur eine bestimmte Wellenlänge zukäme, oder wenn nur solche Strahlen einer bestimmten Wellenlänge durch die verschiedenen Stoffe hindurchdringen könnten; haben Strahlen verschiedener Wellenlänge dieser Art nicht gleiche Wirkung auf lichtempfindliche oder durch sie fluorescirende Körper, so wäre neben der Verschiedenheit ihrer Wellenlänge auch diejenige ihrer chemischen oder Fluorescenzwirkung bei einer Vergleichung der Ergebnisse des Versuches mit denen der Theorie zu berücksichtigen.

Die Versuche von Le Bon und ihre Erweiterung durch d'Arsonval haben gezeigt, dass auch gewöhnliche Lichtquellen Strahlen enthalten, welche nach ihrem Durchgange durch Glasplatten Metallplatten zu durchdringen und photographisch zu wirken vermögen. Besonders gut wirkten Gläser, die im Dunkeln durch den electrischen Funken erleuchtet, gelbgrüne Fluorescenz zeigten. Es ist danach sehr wahrscheinlich, dass in diesem Falle die photographisch wirksamen Strahlen von gewöhnlichen Lichtstrahlen durch Fluorescenz im Glase erzeugt wurden. Da nun bei der Erregung von fluorescirendem Lichte nur die Wellenlänge des erregenden Lichtes geändert wird, aber nicht die allgemeine Art der Strahlen, so sind die von gewöhnlichem Lichte durch Fluorescenz im Glase erzeugten Strahlen, welche durch Metallplatten hindurchzugehen und photographisch zu wirken vermögen, als gewöhnliches Licht anzusehen.

Röntgen kam in seinen ersten Versuchen zu dem Schlusse, dass die Kathodenstrahlen die von ihm entdeckten Strahlen im Glase und im Aluminium erzeugen; ja neuerlich konnte er sie sogar in jedem festen Körper hervorbringen mittelst der Kathodenstrahlen. Nach d'Arsonval lassen sich die Wirkungen der von Röntgen entdeckten Strahlen durch eine gewöhnliche Geissler'sche Röhre hervorrufen, die mit einer Fluorescenzlösung umgeben ist. Es wäre danach die Annahme nicht abzuweisen, dass sie durch Fluorescenz von den auffallenden Kathodenstrahlen in den Stoffen erzeugt werden. Diese Art ihrer Entstehung gäbe eine Stütze für die Ansicht ab, sie für gewöhnliches, sehr kurzwelliges ultraviolette Licht zu halten.

Durch ein Gitter von sehr dünnen Metalldrähten könnten, falls die von Röntgen entdeckten Strahlen ein Gemisch von Strahlen verschiedener Wellenlänge sind, zuerst solche Strahlen von bestimmter Wellenlänge ausgesondert und ihr Vernichtungsindex für verschiedene Stoffe bestimmt werden.

Ein weiterer Umstand, der einen vergleichenden Schluss auf die Stärke der Absorption dieser Strahlen in einem Stoffe aus der Stärke der photographischen Wirkung der durch ihn hindurchgegangenen Strahlen erschwert, ist die Verwandlung der Strahlen in den Körpern in brechbare ultraviolette, wie sie von den Hrn. A. Winkelmann und R. Straubel für viele feste Körper nachgewiesen und für viele Flüssigkeiten wahrscheinlich gemacht ist. Diese Verwandlung ist wohl nur als eine Fluorescenzwirkung der von Röntgen entdeckten Strahlen in diesen Stoffen zu betrachten, und in dieser ihrer Wirkung stimmen sie ebenfalls mit den bis jetzt bekannten ultravioletten Strahlen überein. Dieses brechbare ultraviolette Licht, in welches die von Röntgen entdeckten Strahlen in den Körpern verwandelt werden, wirkt auch auf die lichtempfindliche Platte und es ergiebt sich so auf dieser eine stärkere Wirkung, als sie allein durch Absorption der in die untersuchten Stoffe tretenden Strahlen ohne Verwandlung derselben durch Fluorescenz sich gezeigt hätte. Das Gesetz der Aenderung dieser Wirkung mit vermehrter Dicke der durchstrahlten Substanz ist mit dem Fluorescenzlicht ein anderes als ohne dasselbe. Dieses durch Fluorescenz aus jenen Strahlen entstandene Licht

muss nach seinem Austritt aus dem zu untersuchenden Körper durch ein Prisma oder Metallgitter von den durch Fluorescenz nicht verwandelten Strahlen getrennt werden, sodass letztere allein an einer bestimmten Stelle der lichtempfindlichen Schicht zur Wirkung kommen und nun durch die Stärke dieser Wirkung ein Maass für den Verlust abgeben, den sie in den von ihnen durchlaufenen Stoffen erlitten haben. Auch bei der Brechung in Prismen muss das durch Fluorescenz in diesen aus jenen Strahlen entstandene Licht beseitigt werden, um nicht störend zu wirken.

Ich füge hier die Berechnung des Vernichtungsindex für mehrere Stoffe hinzu, unter Zugrundelegung der Gleichung (III) und für die Wellenlänge $0,0,5$ cm im Weltraume, unter der Annahme, dass für diese Wellenlänge diesen Stoffen der Brechungsindex Eins zugehört.

Aether.

Der innere Leitungsindex für Wärme ist nach H. F. Weber $0,0243/60$, nach Graetz $0,0227:60$, nach H. F. Weber $0,0182:60$ und danach im Mittel gleich $0,0003622$. Das Product aus der Dichte und der specifischen Wärme sc_p ist zu $0,381$ gesetzt. Mit diesen Werthen wird

$$j:4l = 0,02501.$$

Aether wäre danach durchsichtiger für diese Strahlen als Wasser. Das haben auch die Versuche von A. Batelli und A. Garbasso für die von Röntgen entdeckten Strahlen ergeben.

Benzin.

Der innere Leitungsindex für Wärme ist nach De Heen $0,0,2513$, nach H. F. Weber $0,0,333$ und also im Mittel gleich $0,0,2923$; seine Dichte zu $0,8995$ angenommen und seine specifische Wärme bei constantem Atmosphärendruck nach Schüller zu $0,4158$ ergiebt für sc_p den Werth $0,374$. Für das Product giebt H. F. Weber den Werth $0,374$ und danach wird im Mittel sc_p gleich $0,3725$ und folglich

$$j:4l = 0,02064.$$

Benzin ergiebt sich danach durchsichtiger als Wasser, während es A. Batelli und A. Garbasso bei der Dichte $0,99$ ebenso

durchsichtig wie dieses für die von Röntgen entdeckten Strahlen fanden.

Amylalkohol.

Der innere Leitungsindex für Wärme ist nach H. F. Weber 0,0₃3283, nach De Heen 0,0₃2444 und demnach im Mittel 0,0₃28637, $s c_p$ gleich 0,450 und es wird

$$j:4l = 0,01674.$$

Amylalkohol wäre danach durchsichtiger für diese Strahlen als Wasser. und so verhält es sich auch nach A. Batelli und A. Garbasso für die von Röntgen entdeckten Strahlen.

Petroleum.

Sein innerer Leitungsindex für Wärme ist nach Graetz 0,0₃355, seine Dichte 0,8953, seine specifische Wärme bei constantem Atmosphärendruck 0,4321 und demnach ist

$$j:4l = 0,02414.$$

Petroleum ergäbe sich danach ein wenig durchsichtiger für diese Strahlen als Aether und merklich durchsichtiger als Wasser. A. Batelli und A. Garbasso fanden es ein wenig undurchsichtiger als Aether, bei der Dichte 0,80. Mit diesem Werthe von s ergibt die Gleichung (III), unter Zugrundelegung der vorigen Werthe von k und c_p , den Vernichtungsindex $j:4l$ gleich 0,0₃27 und dann ergäbe sich auch Petroleum etwas undurchsichtiger als Aether. In beiden Fällen wäre es undurchsichtiger als Wasser, wie es sich auch nach A. Batelli und A. Garbasso gegen die von Röntgen entdeckten Strahlen verhielt.

Glycerin.

Der innere Leitungsindex für Wärme ist nach Winkelmann 0,0₃6793, nach H. F. Weber 0,0₃6700, nach Graetz 0,0₃6367, nach H. F. Weber 0,0₃6700, nach Christiansen 0,0₃7891 und demnach im Mittel 0,0₃68782. Das Product $s c_p$ ist gleich 0,763 und danach

$$j:4l = 0,02372.$$

Das Glycerin ist durchsichtig für diese Strahlen und zwar in stärkerem Maasse als Wasser. Bleunard und Labesse fanden es für die von Röntgen entdeckten Strahlen durchsichtig, ebenso Petroleum; A. Batelli und A. Garbasso

fanden es für letztere etwas undurchsichtiger als Wasser, bei der Dichte 1,26 und in Bezug auf die photochemische Wirkung der gesammten hindurchgehenden Strahlen der letzteren Art.

Chloroform.

Sein innerer Leitungsindex für Wärme ist nach H. F. Weber 0,0220/60 und nach demselben 0,0173:60 und danach im Mittel gleich 0,03275. Das Product sc_p ist hier 0,343 und mit diesen Werthen im vorliegenden Falle

$$j:4l = 0,02511.$$

Es wäre danach sehr durchsichtig für diese Strahlen. Batelli und Garbasso fanden es bei der Dichte 1,52 mässig durchsichtig für die von Röntgen entdeckten Strahlen.

Olivensöl.

Für Oleum Olivarum Provinciale (Vièrge) ist der innere Leitungsindex für Wärme 0,0395, bei der Dichte 0,912 und der specifischen Wärme bei constantem Atmosphärendruck 0,396 nach R. Wachsmuth und danach wird im vorliegenden Falle:

$$j:4l = 0,02817.$$

Es ist demzufolge etwas durchsichtiger als Wasser für die hier behandelten Strahlen und das ist es auch, nach Batelli und Garbasso, für die von Röntgen entdeckten Strahlen.

Schwefelsäure.

Der Wärmeleitungsindex der concentrirten Schwefelsäure ist nach H. F. Weber 0,0765, ihre Dichte 1,842 und ihre specifische Wärme bei constantem Atmosphärendruck 0,3315 und demnach wird hier:

$$j:4l = 0,03295.$$

Sie ist fast so durchsichtig wie Wasser. Batelli und Garbasso fanden sie mässig durchsichtig für die von Röntgen entdeckten Strahlen. Wenn man den durchgehenden Strahlen eine kleinere Wellenlänge als 0,05 cm beilegte, ergäbe sich letzteres auch nach Gleichung (III).

Bromnatriumlösung.

Der innere Leitungsindex für Wärme ist nach Jäger für eine 40proc. Lösung 0,01171, für eine 20proc. nach dem-

selben $0,0_{21225}$. Da hiernach die Abnahme desselben mit steigendem Procentgehalt wenigstens annähernd diesem letzteren proportional gesetzt werden kann, ergäbe sich für 5 Proc. Salzgehalt $k = 0,0_{21294}$. Die Dichte ist bei 40 Proc. Salzgehalt 1,410, bei 20 Proc. gleich 1,174, bei 5 Proc. gleich 1,040. Die specifische Wärme bei constantem Atmosphärendruck wird von Marignac für 5,4 Proc. zu 0,9388, für 18,6 Proc. zu 0,8092, und für 40 Proc. habe ich sie danach unter der Annahme einer dem Procentgehalt annähernd proportionalen Abnahme derselben zu 0,6 angenommen. Danach wird auf Grund der näherungsweise richtigen Gleichung (III):

$$j:4l = 0,03640 \text{ für 40 Proc. Salzgehalt}$$

$$j:4l = 0,03518 \text{ „ 20 Proc. „}$$

$$j:4l = 0,03486 \text{ „ 5 Proc. „}$$

Bromnatriumlösung ist also etwas undurchsichtiger als Wasser für die hier betrachteten Wellen und wird für sie um so durchsichtiger, je geringer der Salzgehalt der Lösung ist. Letzteres fanden Bleunard und Labesse für solche Lösungen auch bei Untersuchung derselben mit Hilfe der von Röntgen entdeckten Strahlen.

Chlornatriumlösung.

Den inneren Leitungsindex für Wärme einer etwa 17 proc. Kochsalzlösung bestimmte Graetz zu $0,0_{21163}$, H. F. Weber den einer von etwa 23 Proc. zu $0,0_{21348}$ und nach den Angaben von Jäger finde ich den einer solchen von 20 Proc. gleich $0,0_{21232}$ und danach den mittleren Werth desselben für eine Lösung von 20 Proc. gleich $0,0_{21238}$. Die Dichte einer solchen ist nach F. Kohlrausch 1,1477 und nach Winkelmann für sie c_p gleich 0,81 durch Interpolation gefunden. Danach wäre für eine solche Lösung von 20 Proc.

$$j:4l = 0,03503.$$

Sie ergäbe sich also für die hier betrachteten Wellen nahezu ebenso durchsichtig, oder etwas durchsichtiger als eine Bromnatriumlösung von 20 Proc. Salzgehalt. So verhalten sich die betreffenden beiden Lösungen nach Bleunard und Labesse für die von Röntgen entdeckten Strahlen.

Bromkalium.

Der innere Leitungsindex für Wärme einer Lösung von 40 Proc. Salzgehalt ist nach Jäger $0,0_{,}1067$, die Dichte einer solchen Lösung 1,366 und ihre spezifische Wärme bei constantem Atmosphärendruck finde ich nach den Angaben von Marignac und Thomsen unter der Annahme einer proportionalen Aenderung derselben mit dem Salzgehalt gleich $0,5415$ und dann wird

$$j:4l = 0,03794.$$

Eine Lösung von Bromkalium ist danach etwas undurchsichtiger für die hier untersuchten Wellen, als eine solche von Bromnatrium von gleichem Procentgehalt an Salz. Dasselbe Verhältniss der Durchlässigkeit bieten diese beiden Lösungen nach Bleunard und Labesse für die von Röntgen entdeckten Strahlen.

Jodkaliumlösung.

Der innere Leitungsindex für Wärme ist nach Jäger für eine Lösung von 60 Proc. Salzgehalt $0,0_{,}8573$, für eine solche von 40 Proc. gleich $0,0_{,}1025$ und für eine von 20 Proc. gleich $0,0_{,}1143$. Das spezifische Gewicht der letzteren ist nach F. Kohlrausch 1,1679, ihre spezifische Wärme bei constantem Atmosphärendruck finde ich durch Interpolation aus Bestimmungen derselben für solche Lösungen von Marignac gleich $0,7880$ und danach wird

$$j:4l = 0,03268.$$

Eine Jodkaliumlösung von 20 Proc. wäre danach durchsichtiger für die hier untersuchten Wellen, als eine von gleichem Procentgehalt von Bromkalium. Bleunard und Labesse fanden sie undurchsichtiger als letztere für die von Röntgen entdeckten Strahlen. Die Gleichung (III) würde für eine etwas grössere Wellenlänge der durchgelassenen Strahlen als $0,0_{,}5$ cm für erstere Lösung das Gleiche ergeben.

Russ

ergab sich früher als durchsichtig für die hier betrachteten Wellen; so fanden es auch Bleunard und Labesse für die von Röntgen entdeckten Strahlen. Ich hatte auch hinzugefügt, dass Metallsalze enthaltende Tinte nicht gut durch-

lässig für die letzteren Strahlen sein würde. Die letztgenannten Forscher konnten einen Brief mit Hülfe dieser Strahlen lesbar photographisch wiedergeben, der mit einer Bromkalium enthaltenden Tinte geschrieben war.

Natriumsulfatlösung.

Der innere Leitungsindex einer 10 proc. Natriumsulfatlösung für Wärme ist nach Jäger 0,0₂1314, das spezifische Gewicht einer 10 proc. wasserfreies Salz enthaltenden Lösung 1,0915, und die spezifische Wärme bei constantem Atmosphärendruck einer solchen Lösung von 10,8 Proc. Gehalt ist 0,892 nach Thomsen. Demnach wird

$$j:4l = 0,03551.$$

Eine solche Lösung ist also etwas weniger durchsichtig für die betrachteten Wellen als Wasser und so verhält sie sich auch, nach Bleunard und Labesse, für die von Röntgen entdeckten Strahlen.

Kupfersulfatlösung.

Der innere Leitungsindex für Wärme ist nach Graetz 0,0₂1537, nach H. F. Weber bei etwa 23 Proc. Gehalt an krystallisiertem Salze 0,0₂1183 und nach Jäger bei 17,5 Proc. Gehalt an letzterem Salze 0,0₂1253; demnach wird k im Mittel 0,0₂1324 und kann einer Lösung von 20 Proc. Gehalt krystallisierten Salzes zugeschrieben werden. Das spezifische Gewicht der letzteren Lösung ist 1,1354 und durch Interpolation finde ich nach Messungen von Pagliani ihre spezifische Wärme bei constantem Atmosphärendruck 0,831 und dann ergibt sich für eine solche Lösung von 20 Proc.

$$j:4l = 0,03691.$$

Sie ist merklich undurchsichtiger für die betrachteten Wellen als Wasser, wie auch für die von Röntgen entdeckten Strahlen nach Bleunard und Labesse.

Natriumnitratlösung.

Der innere Leitungsindex für Wärme ist für eine 40 proc. Lösung nach Jäger 0,0₂1221, für eine 20 proc. nach demselben 0,0₂1250. Die spezifische Wärme bei constantem Atmosphären-

druck ist für eine solche Lösung von 39,6 Proc. nach Person 0,7369 und aus den Bestimmungen von Thomsen und Marignac ergibt sich für eine von 20 Proc. ihr Werth durch Interpolation gleich 0,8446. Das specifische Gewicht ist für die concentrirtere 1,3155, für die verdünntere 1,1418 und danach

$$j:4l = 0,03313$$

für erstere und

$$j:4l = 0,0341$$

für letztere. Die 20proc. Lösung ist hiernach für die untersuchten Wellen so durchsichtig wie Wasser; für die Röntgen'schen nach Bleunard und Labesse etwas undurchsichtiger als dieses.

Kaliumnitratlösung.

Nach Jäger ist für eine Lösung von 20 Proc. $k=0,0_{,}1214$, für eine solche von 10 Proc. $k=0,0_{,}1280$, s ist für die erstere nach F. Kohlrausch zu 1,133, für die letztere zu 1,0632 genommen, c_p für letztere nach Winkelmann zu 0,8997, für erstere zu 0,8201 durch Interpolation aus Messungen vom vorigen, Thomsen und Marignac und demnach ergibt sich

$$j:4l = 0,03437$$

für erstere und

$$j:4l = 0,03520$$

für letztere. Die Lösung mit einem Gehalte von 20 Proc. Kaliumnitrat ist ebenso durchsichtig oder ein wenig undurchsichtiger als die Natriumnitratlösung von gleichem Salzgehalt für die betrachteten Wellen, und so durchsichtig wie Wasser für sie. Ein wenig undurchsichtiger als die 20proc. Natriumnitratlösung ist sie nach Bleunard und Labesse auch für die Röntgen'schen Strahlen.

Zinkchloridlösung,

Nach Jäger ist $k = 0,0_{,}1102$ für eine 35proc. Lösung und $k = 0,0_{,}1205$ für eine Lösung von 17,5 Proc., s für die erstere 1,352, für die letztere 1,1615 und c_p ergibt sich durch Interpolation aus Bestimmungen von Blümcke und Marignac für erstere gleich 0,6873, für letztere gleich 0,8452 und dann folgt für die concentrirtere Lösung

$$j:4l = 0,03120,$$

für die verdünntere

$$j:4l = 0,03228.$$

Sie verhielte sich danach etwas weniger schwächend als Wasser gegen die behandelten Wellen; Bleunard und Labesse fanden sie etwas stärker schwächend.

Schwefel.

Mit den früher angegebenen Werthen von k , s , c_p und für den Brechungsindex Eins ergibt sich für festen Schwefel

$$j:4l = 0,03432$$

und für geschmolzenen Schwefel

$$j:4l = 0,03315.$$

Er ist also für die betrachteten Wellen gut durchsichtig. So verhält er sich auch nach Bleunard und Labesse zu den Röntgen-Strahlen, welche er nach diesen Forschern leicht hindurchlässt. Batelli und Garbasso, sowie Girard und Bordas fanden ihn nur mässig durchsichtig für diese Strahlen. Die Verschiedenheit dieser Resultate spricht für eine solche der in beiden Fällen angewandten Röntgen-Strahlen, welche als eine Verschiedenheit von deren Wellenlänge aufgefasst werden kann. Solche Unterschiede dieser Strahlen konnte auch Silvanus P. Thompson bemerken, nach welchem diese Strahlen bei mässiger Verdünnung der Luft in den Hittorff'schen Röhren, von denen sie ausgehen, das Fleisch mit Ausschluss der Knochen nicht so leicht, d. h. mit grösserem Verluste, zu durchdringen vermögen als bei weiter vorgeschrittener Verdünnung.

Perlen.

Phosphorsaurer und kohlensaurer Kalk sind ihre Hauptbestandtheile und letzterem, als wesentlichsten Bestandtheil der Muschelschalen mit den zuvor gegebenen Werthen von k , s , c_p und für den Brechungsindex Eins gehört der Vernichtungsindex

$$j:4l = 0,2480$$

zu. Für die betrachteten Wellen von der Länge 0,05 cm im Weltraume sind danach *echte Perlen wenig durchsichtig*. Die künstlichen Perlen, welche aus Perlmutter und anderen Muschelschalen bestehen, würden denselben Grad von Undurchsichtig-

keit besitzen müssen wie die echten, da ihr Stoff wesentlich derselbe ist, wie der jener, falls sie bei gleicher Grösse ebenso viel Masse enthalten, wie die echten.

Buguet und Gascard fanden *echte Perlen für die von Röntgen entdeckten Strahlen wenig durchsichtig*. Die unechten Perlen, welche aus bläulichem Glase mit Füllung von Perlenessenz, aus den Schuppen der Weissfische gebildet, und von Wachs bestehen, oder die aus Alabaster hergestellten, in Wachs und Perlenessenz getauchten, würden sich verschieden verhalten. Für Glas ist unter Zugrundelegung der zuvor mitgetheilten Werthe für k , s , c_p und für den Brechungsindex Eins $j:4l = 0,10482$; für die hornartigen Schuppen der Weissfische, welche zur Perlenessenz verwandt werden, können wir, wie wohl auch für die ihr zugesetzte Hausenblase, den für Horn, Epidermis geltenden Werth von $j:4l$ für den Brechungsindex Eins nehmen, nämlich $0,004210$, und für Wachs wird $j:4l$ für den Brechungsindex Eins und die behandelten Wellen $0,004233$. Färbende Zusätze von Metallsalzen oder Mineralfarben zum Glase oder Wachs dürften dessen Undurchsichtigkeit erhöhen. Solche unechte Perlen aus diesen Stoffen werden ziemlich undurchsichtig für diese Wellen sein. Die aus Alabaster, einer Gypsart, hergestellten ergeben sich durchsichtiger, als die vorigen, da sowohl der Vernichtungsindex des Gypses $0,04607$, als auch der des Anhydrits $0,05993$, beide für den Brechungsindex Eins berechnet, kleiner als der des Glases sind. Etwas allgemein Geltendes über die Durchsichtigkeit der falschen Perlen für die betrachteten Wellen im Vergleich mit derjenigen der echten ergibt sich danach nicht. Doch wären die nicht durch Metall- oder Mineralfarben gefärbten unechten Perlen nach dem vorigen weniger undurchsichtig als die echten. Dementsprechend erwiesen sich bei photographischen Versuchen mit Röntgen-Strahlen, die Schultz-Henke in Verbindung mit Goldstein und anderen anstellte, die echten Perlen undurchsichtig, die unechten dagegen besser durchlässig, nämlich durchscheinend. Buguet und Gascard fanden echte dünne Perlen von kleiner Gestalt weniger undurchsichtig für die von Röntgen entdeckten Strahlen als falsche von gleicher Grösse; bei grossen Perlen war die Unterscheidung zwischen echten und falschen auf

diesem Wege nicht mehr sicher; das Resultat hing von der Art der Verfertigung der letzteren ab, die danach bald durchsichtiger, bald undurchsichtiger für diese Strahlen waren als die echten.

Diamanten.

Wenn man dem Diamanten, für den Messungen seines inneren Leitungsindex für Wärme nicht vorzuliegen scheinen, dieselbe Leitungsfähigkeit wie der Kohle ertheilt, ergibt sich, da Forbes denselben für Kohle gleich $0,0,415$, Neumann für Steinkohle gleich $0,0,297$ fand, derselbe im Mittel gleich $0,0,351$ für den Diamant. Nach Regnault ist für ihn c_p $0,14687$, und s ist für ihn im Mittel gleich $3,55$ und es wird

$$j:4l = 0,01770$$

für die untersuchten Wellen, für welche er danach sehr durchsichtig ist. Buguet und Gascard fanden echte Diamanten gut durchsichtig auch für die Röntgen-Strahlen. Falsche Diamanten aus Strass, einem leicht schmelzbaren Glase, ergeben sich viel undurchsichtiger für die hier behandelten Wellen, da der Vernichtungsindex des Glases $0,10482$ erheblich grösser als derjenige der echten Diamanten ist. Auch solche aus weissen Saphiren und Topasen, von denen die ersteren aus Thonerde mit geringen Beimengungen von Eisen- und Chromoxyd, die letzteren aus kieselaurer Thonerde, Fluoraluminium und Fluorsilicium bestehen, ergeben sich viel undurchsichtiger für die betrachteten Wellen als echte Diamanten, da nach früherem der Vernichtungsindex des Thons $0,1429$ viel grösser als derjenige der echten Diamanten ist. Auch Quarz wird sich im Folgenden viel undurchsichtiger für diese Wellen ergeben als echte Diamanten. Es sind also alle falschen Diamanten undurchsichtiger für sie als echte und dadurch von diesen sicher zu unterscheiden.

Dölter konnte dementsprechend echte und falsche Diamanten mittelst ihrer verschiedenen Durchlassfähigkeit für Röntgen'sche Strahlen unterscheiden und Buguet und Gascard fanden falsche Diamanten für sie wenig durchsichtig, echte dagegen, wie vorher erwähnt, für sie gut durchsichtig in Uebereinstimmung mit ihrem theoretisch gefundenen

Verhalten gegen die hier untersuchten, ultraviolettten Lichte entsprechenden Wellen.

Gagat.

Dem Gagat, einer Art Braunkohle, kann man den zuvor angegebenen mittleren Leitungsindex der Kohle 0,0351 beilegen. Das mittlere specifische Gewicht der Braunkohle ist 1,32, ihre specifische Wärme bei constantem Atmosphärendruck habe ich gleich derjenigen der Holzkohle angenommen, welche nach Regnault 0,2415 ist, und diese auch als diejenige des Gagats genommen. Mit diesen Werthen ergibt sich für die betrachteten Wellen:

$$j:4l = 0,02896.$$

Der Gagat ist also gut durchlässig für sie und unterscheidet sich dadurch von den bisher und im Folgenden untersuchten Mineralien, welche sich, mit Ausnahme der Steinkohle, die nur wenig undurchsichtiger ist als Gagat, erheblich undurchsichtiger für diese Wellen als Gagat ergeben. Dementsprechend konnten Buguet und Gascard den natürlichen Gagat von seinen mineralischen Nachahmungen durch die verschiedene Durchlassfähigkeit für Röntgen-Strahlen unterscheiden.

Doppelspath.

In erster Annäherung kann von dem verschiedenen Verhalten des Kalkspaths in Betreff seiner Leitfähigkeit für Wärme für verschiedene Richtungen abgesehen werden und mit Zugrundelegung eines mittleren Werthes seines Leitungsindex für Wärme die für Nichtkrystalle geltende Gleichung (III) auf ihn angewandt werden. Nach Lees ist k in der Richtung parallel der Axe 0,0100 und in der senkrecht zu ihr 0,0084, als mittlerer Werth von k folgt danach 0,0092. Nach Tuschmid ist k in der Richtung parallel der Axe 0,576:60, in der unter 45° zu ihr geneigten 0,518:60 und in derjenigen senkrecht zu ihr 0,472:60 und danach ergibt sich als mittlerer Werth von k 0,0087. Aus beiden Bestimmungen folgt also $k = 0,00895$ im Mittel. Für Kalkspath ist $s = 2,72$, c_p nach Neumann 0,2046 und nach R. Ulrich 0,2067, und also c_p im Mittel gleich 0,20565. Mit diesen Werthen wird für die untersuchten Wellen:

$$j:4l = 0,4208.$$

*Doppelspath absorbirt sie also viel stärker als Glas, dessen Ver-
nichtungsindex 0,10482 ist.*

*Dementsprechend fand Röntgen den Kalkspath beträchtlich
weniger durchlässig für die von ihm entdeckten Strahlen als Glas.*

Steinsalz.

Der innere Leitungsindex für Wärme ist nach Lees 0,0138, nach Tuchschnid 0,0100 und danach im Mittel 0,0119, s ist 2,28, c_p 0,21401 nach Regnault und danach wird für die betrachteten Wellen

$$j:4l = 0,6414.$$

Es ist nicht gut durchsichtig für sie.

Quarz.

Der Quarz zeigt ziemlich bedeutende Unterschiede des Leitungsvermögens für Wärme nach verschiedenen Richtungen und es wird das Absehen von diesen Unterschieden, wie es die Anwendung der Gleichung (III) erfordert, weniger zulässig erscheinen, als bei den anderen bisher untersuchten Krystallen. Das Folgende gilt deshalb zunächst nur annähernd. Nach Lees ist k parallel der Axe 0,0299, senkrecht zu ihr 0,0158 und danach ergibt sich als mittlerer Werth von k 0,02285. Nach Tuchschnid ist k parallel der Axe 0,02627, unter 45° zu ihr 0,0212 und senkrecht zu ihr 0,01595 und danach im Mittel 0,02114. Aus beiden Bestimmungen wird im Mittel $k = 0,02199$. s ist 2,68, c_p gleich 0,1883 nach Neumann und gleich 0,1909 nach R. Ulrich und also im Mittel 0,1896. Mit diesen Werthen ergibt sich für die behandelten Wellen:

$$j:4l = 1,1385.$$

Es würde $\epsilon^{-j:4l} = 0,3204$. H. Becquerel fand für eine Platte senkrecht zur Axe von 5 mm Dicke den Schwächungsindex, der in diesem Falle $\epsilon^{-j:4l}$ ist, für die Röntgen-Strahlen gleich 1:15,7 oder 0,0637, auch eine erhebliche Absorption des Quarzes für sie. H. Bertin, der den Quarz wenig durchsichtig für diese Strahlen fand, konnte beim Quarz und Kork feststellen, dass jeder von ihnen für Strahlen verschiedener Körper, die von Röntgen-Strahlen getroffen waren, verschieden durchlässig war. Daraus würde sich ergeben, dass sie über-

violettes Licht verschiedener Wellenlänge verschieden stark schwächen. Wäre die mittlere Wellenlänge des durch Quarz hindurchgehenden, nicht zu stark geschwächten Lichtes aus Röntgen-Strahlen kleiner als $0,05 \text{ cm}$ im Weltenraume, ergäbe sich stärkere Absorption derselben nach Gleichung (III) als zuvor angegeben, in besserer Uebereinstimmung mit der Beobachtung von H. Becquerel.

Kork fand H. Bertin sehr durchsichtig für Röntgen-Strahlen, wie auch Batelli und Garbasso, die ihn viel durchsichtiger als Wasser für Röntgen-Strahlen fanden. Nach Gleichung (III) ergibt sich mit den zuvor angegebenen Werthen von k, s, c_p und dem Brechungsindex Eins $j:4l = 0,0957$, also merklich undurchsichtiger als Wasser. Da indess die Poren im Kork bei der Bestimmung seines specifischen Gewichtes das seiner festen Masse wohl zu klein ergeben und bei der Berechnung nur die Schwächung der Röntgen-Strahlen durch diese feste Masse des Korkes in Betracht gezogen ist, würde auch die Gleichung (III) bei grösserem Werthe von s viel geringere Schwächung der betrachteten Wellen ergeben, als zuvor angegeben ist. Da Kork nach dem soeben angeführten auch merklich verschiedenes Schwächungsvermögen für ultraviolette Licht verschiedener Wellenlänge besitzt, könnte auch die mittlere Wellenlänge der durch dickere Korkschichten gehenden Röntgen-Strahlen anders als $0,05 \text{ cm}$ sein.

Von den früher berechneten Werthen der Vernichtungsindices für verschiedene Stoffe für die untersuchten Wellen auf Grund der annähernd richtigen Gleichung (III) lassen sich einige nach den Versuchen von Batelli und Garbasso mit den Ergebnissen der Untersuchung derselben Stoffe mit Röntgen-Strahlen vergleichen. Ich lasse diese Vergleichung hier folgen.

Paragummi. Mit den früher mitgetheilten Werthen von k, s, c_p und dem Brechungsindex Eins wird $j:4l = 0,02440$. Er ist also etwas durchsichtiger als Wasser für die betrachteten Wellen. Ebenso verhielt er sich auch gegen die Röntgen-Strahlen.

Hartgummi ergibt für den Brechungsindex Eins $j:4l = 0,01672$. Er ist also danach merklich durchsichtiger für die betrachteten Wellen als Wasser. Er ergab sich merklich

undurchsichtiger als letzteres für die Röntgen-Strahlen, wie es sich nach Gleichung (III) für eine Wellenlänge kleiner als 0,05 cm ergeben würde, wenn also die mittlere Wellenlänge der durch Hartgummi in dickerer Schicht hindurchgelassenen Röntgen-Strahlen kleiner wäre als die der durch Wasser gegangenen.

Für *Deckelpappe* wird für den Brechungsindex Eins $j:41 = 0,02402$, wenn $k = 0,0453$, $s = 1,24$ nach Batelli und Garbasso, und $c_p = 0,4$ gesetzt wird. Der Werth von c_p ist annähernd dem der schweren Holzarten gleich gesetzt, da mir eine Bestimmung der specifischen Wärme der Pappe nicht bekannt geworden ist, und ein zuverlässigerer Werth für $j:41$ würde sich in diesem Falle erst bei experimenteller Kenntniss von c_p für Pappe berechnen lassen. Mit dem vorigen Werthe von $j:41$ würde sie sich etwas durchsichtiger als Wasser für die behandelten Wellen ergeben. Die beiden genannten fanden sie etwas undurchsichtiger als dieses für Röntgen-Strahlen.

Für *Horn* wird mit dem Brechungsindex Eins $j:41 = 0,04210$, wenn c_p gleich 0,41974 genommen wird, wie es sich nach Wöstyń unter der Annahme berechnet, dass die chemischen Elemente in einer Verbindung ihre specifische Wärme bewahren. Dieser Werth von $j:41$ kann auch für das hornartige *Fischbein* genommen werden, das nach Tyndall die Wärme wie Horn leitet, auch nahe das gleiche specifische Gewicht wie dieser besitzt, nämlich 1,36 nach Batelli und Garbasso. Horn und Fischbein wären danach gleich durchsichtig für die behandelten Strahlen. Dementsprechend verhalten sie sich auch für Röntgen-Strahlen nahe gleich durchsichtig, doch beide merklich weniger als Wasser, während sie nach Gleichung (III) sehr merklich durchsichtiger als dieses sich ergeben. Letztere Berechnung beruht indess auf einer einzigen Bestimmung von k , dessen weitere Messung sehr erwünscht wäre. Wie Horn müssten sich nach früherem auch Federn und Haare verhalten. Dementsprechend fand Londe, dass Federn und Haare die Wiedergabe des Knochenbaues durch Röntgen-Strahlen nicht verhindern.

Für *Holzkohle* vom specifischen Gewichte 1,50 ergibt sich mit den vorigen Werthen von k , c_p der Vernichtungs-

index $j:4l = 0,02942$, indess scheint mir eine experimentelle Bestimmung von k für Holzkohle aus hartem Holze nöthig, um eine sichere Berechnung von $j:4l$ in diesem Falle ausführen und mit den Beobachtungen in Röntgen-Strahlen vergleichen zu können. Legt man dem Coaks den Werth von $j:4l$ bei, den ich früher für Steinkohle berechnete, nämlich $0,03052$, wäre er durchsichtiger als Wasser für die betrachteten Wellen. Batelli und Garbasso fanden ihn sehr merklich undurchsichtiger für Röntgen-Strahlen. Sie fanden ferner weisse Knochen fast so durchsichtig wie Coaks, und zwar mässig durchlässig für letztere Strahlen. Mit dem Brechungsindex Eins ergibt nach früherer Gleichung (III) $j:4l = 0,3724$, also eine sehr erhebliche Abschwächung für die untersuchten Wellen.

Elfenbein hat nach dieser Gleichung und für den Brechungsindex Eins den Vernichtungsindex $0,04104$, *Gyps* $0,04607$. Gyps ist danach etwas weniger durchsichtig als Elfenbein für die behandelten Wellen und beide sind durchsichtiger für sie als *Glas*, dem der Vernichtungsindex $0,10482$ zugehört. So verhalten sie sich auch gegen Röntgen-Strahlen, für die sie sich undurchsichtiger als Wasser ergaben, in Uebereinstimmung mit dem vorigen.

Marmor hat nach Gleichung (III) den Vernichtungsindex $0,2480$ für die betrachteten Wellen und ist demnach viel undurchsichtiger für sie als Elfenbein, Gyps und Glas. Auch für die Röntgen-Strahlen ergab er sich undurchsichtiger als die drei letzteren Stoffe.

Für *Aethylalkohol* ergibt sich mit den früher angegebenen Werthen von k , s , c_p und für den Brechungsindex Eins $j:4l$ gleich $0,02540$, für *Schwefelkohlenstoff* gleich $0,03724$; ersterer ist danach etwas weniger undurchsichtig als Wasser für die behandelten Wellen, letzterer etwas undurchsichtiger als dieses und so verhalten sich beide auch gegen Röntgen-Strahlen.

Für *Tannenholz* wird mit den früheren Werthen von k , s , c_p für den Brechungsindex Eins $j:4l = 0,02661$, für *Nussholz* $0,02829$, also ersteres besser durchsichtig als letzteres und beide merklich durchsichtiger als Wasser. Ebenso verhalten sie sich auch gegen die Röntgen-Strahlen.

Wolle.

Nach Schuhmeister ist k für Schafwolle 0,0₃6495; da sie dem Horn chemisch sehr nahe steht, habe ich ihr den für dieses berechneten Werth von c_p , nämlich 0,42 beigelegt, wie auch das specifische Gewicht 1,295 dieses. Dann wird

$$j:4l = 0,03141,$$

und Wolle wäre danach etwas weniger durchsichtiger als Wasser. Für Röntgen-Strahlen fanden Batelli und Garbasso weisses und schwarzes Wollenzeug merklich undurchsichtiger als Wasser. Hierbei ist aber die Absorption des Farbstoffs inbegriffen, während der berechnete Vernichtungsindex für ungefärbte Wolle gilt.

Seide.

k ist nach Schuhmeister 0,0₃5954, s 1,30, $c_p = 0,42$ wie für Wolle angenommen, der Seide in seiner chemischen Zusammensetzung sehr nahe steht. Mit diesen Werthen wird für den Brechungsindex Eins

$$j:4l = 0,02869;$$

sie ergibt sich etwas weniger undurchsichtig als ungefärbte Wolle für die untersuchten Wellen. Batelli und Garbasso fanden Seidenzeug etwas undurchsichtiger als weisses und schwarzes Wollenzeug für Röntgen-Strahlen.

Baumwolle.

Der innere Leitungsindex für Wärme ward von Lees für Kattun zu 0,0₃55 bestimmt, von Schuhmeister für Baumwolle zu 0,0₂2003, von Péclét für Baumwollenzeug zu 0,0₃1389 angegeben und k ergibt sich danach im Mittel gleich 0,0₃8973. s habe ich gleich 1,5 wie für Flachs gesetzt, und $c_p = 0,4197$ wie für das dichte und schwere Palmenholz, mit dem es als Pflanzenbestandtheil ja wohl verglichen werden kann. Dann wird für die betrachteten Wellen

$$j:4l = 0,03751.$$

Sie wäre danach merklich undurchsichtiger als Wasser für diese. Batelli und Garbasso fanden Baumwollenzeug dementsprechend merklich undurchsichtiger als Wasser auch für Röntgen-Strahlen.

Leinwand.

Für grobe Leinwand bestimmte Forbes k zu $0,0,298$, Péclet für Leinenzeug zu $0,0,1444$; s und c_p habe ich wie für Baumwolle angenommen und dann ergibt sich für den Brechungsindex Eins

$$j:4l = 0,003641.$$

Die grossen Unterschiede in der Bestimmung des Werthes von k für Baumwolle lassen auch hier eine neue Messung von k für Leinwand erwünscht erscheinen, um dann $j:4l$ von neuem für diesen Stoff zu berechnen.

Stärke.

Als Werth von k habe ich den des Kleisters genommen, den Péclet zu $0,0,1181$ angiebt, da er wesentlich aus Stärkemehl sich bildet und k für letzteres allein mir nicht bekannt geworden ist. Das specifische Gewicht der weissen Stärke bestimmten Batelli und Garbasso zu $1,52$. Da Stärke und Cellulose die gleiche chemische Zusammensetzung haben und mir ein Werth von c_p für Stärke nicht bekannt geworden ist, habe ich den für das schwere Palmenholz geltenden, $0,4194$ angenommen, und dann wird für den Brechungsindex Eins

$$j:4l = 0,04872.$$

Stärke ergäbe sich danach sehr merklich undurchsichtiger als Wasser für die betrachteten Wellen und so fanden es auch Batelli und Garbasso für Röntgen-Strahlen.

Asbest.

Für Asbestpappe fand Lees $k = 0,0,57$, s ist für Asbest im Mittel $2,45$ und c_p nach R. Ulrich $0,1947$ und dann ergibt sich für den Brechungsindex Eins

$$j:4l = 0,03143.$$

Asbest wäre gut durchsichtig für die untersuchten Wellen. Bleunard und Labesse fanden dementsprechend Amiant durchsichtig für Röntgen-Strahlen. Batelli und Garbasso untersuchten mit ihnen Asbestpappe vom specifischen Ge-

wichte 1,20; mit diesem Werthe von s und den vorigen Werthen von h , c_p wird

$$j:4l = 0,06416.$$

Asbestpappe wird merklich undurchsichtiger als Wasser für die betrachteten Wellen und ebenso verhielt sie sich auch gegen die Röntgen-Strahlen.

Quarzsand.

Den inneren Leitungsindex des Quarzsandes fand Forbes gleich 0,0₃131, Péclet gleich 0,0₃750 und nach Messungen von Hopkins ist er 0,0₃1534 und danach im Mittel 0,0₃3448. Das specifische Gewicht des trockenen Sandes wird zu 1,5 angegeben, c_p habe ich wie für Quarz angenommen. Mit diesen Werthen wird für die behandelten Wellen:

$$j:4l = 0,03184.$$

Eine Schicht von $\frac{1}{2}$ m Dicke würde danach noch 4,14 Proc. der einfallenden Wellen der betrachteten Art hindurchlassen und von Stoffen Schatten werfen können, die im Quarzsand enthalten und für diese Wellen undurchsichtig sind, wie sich viele Metalle, wie Gold, ergeben werden. Dementsprechend konnten amerikanische Gelehrte freies Gold in Quarzmassen gebettet durch Röntgen-Strahlen auffinden, nach English Mechanic.

Glimmer.

Lees fand k für Glimmer in der Richtung senkrecht zur Spaltungsebene gleich 0,0₂18, c_p R. Ulrich gleich 0,2080 für Kaliglimmer und gleich 0,2085 für Natronglimmer und es wird danach im Mittel 0,20825, s ist im Mittel 2,9 und mit diesen Werthen ergibt sich

$$j:4l = 0,07840.$$

Glimmer muss danach in dünnen Blättchen gut durchsichtig für die betrachteten Wellen sein. Das ist er dementsprechend auch für Röntgen-Strahlen, denn Röntgen fand Flüssigkeiten in Glimmergefäßen für sie sehr durchlässig.

Bimstein.

k ist für diesen Stoff zu $0,0,6$ bestimmt worden, c_p von Bartoli zu $0,24$, s ist $1,25$ im Mittel und danach für die untersuchten Wellen

$$j:4l = 0,05261.$$

Lava.

k wird für Lava einmal zu $0,0,833$ angegeben, ferner von Grassi für Vesuvlava zu $0,0,2409$, und es wird danach im Mittel $0,0,124265$; c_p bestimmte Bartoli im Mittel zu $0,20$, s Grassi für Vesuvlava gleich $2,626$ und dann folgt

$$j:4l = 0,06223.$$

Feldspath.

k ist nach Ayrton und Perry für Feldspath aus Japan $0,0,565$, c_p nach Neumann $0,1911$, s $2,55$ und es wird

$$j:4l = 0,3050.$$

Von den früher untersuchten Stoffen lasse ich die zuvor nicht für den Brechungsindex Eins berechneten hier folgen; es wird mit den früher angegebenen Werthen von k , s , c_p und für den Brechungsindex Eins und $4l_0 = 0,0,5$ cm der Werth von $j:4l$ für den *Muschel* $0,0203$, für *Kiefernholz* $0,01418$, für *Mahagoniholz* $0,02781$, für *Eichenholz* $0,03190$, für *Ahornholz* $0,04550$, für *Fichte* $0,05661$, für *Birke* $0,0390$, für *Buche* $0,03621$, für *Ebenholz* $0,03287$, für *Buchsbaumholz* $0,03295$, für *Ulme* $0,03876$, für *Papier* und *Spielkarten* $0,008978$, für *harten, grauen vulkanisirten Kautschuk* $0,03472$, für *weichen grauen vulkanisirten Kautschuk* $0,02778$, für *Schellack* $0,03032$, für *Russ* $0,01918$, für *Canadabalsam* $0,01968$, für *Copaivabalsam* $0,0200$, für *Mandelöl* (ol. amygd. dulc. Germ.) $0,02860$, ol. amygd. dulc. ver. Angel. $0,03288$, für *Mohnöl* $0,03356$, für *Ricinöl* $0,02924$, für *Muskatbutter* $0,02404$, für *festes Paraffin* $0,02065$, für *festes Wachs* $0,004255$, für *Wasser* $0,03465$, für *Eis* $0,2497$, für *Schiefer* $0,1004$, für *Thon* $0,1429$, für *Sandstein* $0,3570$, für *Granit* $0,2878$, für *Steinkohle* $0,03052$.

Metalle.

Mit Werthen des Vernichtungsindex $j:4l$, die den Werth 100 noch nicht erreichen, erhält man recht bedeutende Absorption,

wie sie etwa den Röntgen-Strahlen für Metalle eigen ist. Für sehr kleine Werthe von $4l$, das die Länge der den betrachteten ultravioletten Strahlen entsprechenden Wellen bezeichnet und gleich $4l_0$, also $0,05$ cm im vorliegenden Falle, zu nehmen ist, wenn der Brechungsindex der Stoffe für diese Wellen zu Eins angenommen wird, wie es im vorigen geschehen ist, wird j dennoch eine kleine Grösse, wenn auch $j:4l$ bis 100 steigt. In diesem Falle bleibt also die Gleichung zur Bestimmung von j anwendbar, welche für schwache Absorption gilt:

$$j = \left\{ \frac{k}{s c_p l^2} \frac{\pi^2}{2h} - \left[\frac{s c_p a \left(3 - \frac{e_0}{v_0} \right)}{\mathfrak{I}_0 a^2 e_0} + 1 \right] \frac{\pi^2 h}{2} \left[e'_{(2)} - \frac{\pi^2 h^2}{4} e'_{(4)} + \dots \right] \right. \\ \left. - \pi^2 h \left[e''_{(2)} - \frac{\pi^2 h^2}{4} e''_{(4)} + \dots \right] : \left[\frac{e_0}{3 - \frac{e_0}{v_0}} + \frac{\pi^2 h^2}{4} (e'_{(3)} \right. \right. \\ \left. \left. + 2 e'_{(3)}) - \dots \right] \right\} : \left\{ 1 + \left[\frac{k}{s c_p l^2} \frac{\pi^2}{2} - \left(\frac{k}{s c_p l^2} \right)^2 \frac{3\pi^2}{8h} \right] \left[e'_{(2)} + 2 e'_{(2)} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\pi^2 h^2}{4} (e'_{(4)} + 2 e'_{(4)}) + \dots \right] : \left[\frac{e_0}{3 - \frac{e_0}{v_0}} + \frac{\pi^2 h^2}{4} (e'_{(3)} + 2 e'_{(3)}) - \dots \right] \right. \\ \left. + \frac{s c_p a \left(3 - \frac{e_0}{v_0} \right)}{\mathfrak{I}_0 a^2 e_0} \cdot \left[\frac{v \left(4 - \frac{e_0}{v_0} \right)}{3 - \frac{e_0}{v_0}} + \frac{\pi^2 h^2}{4} e'_{(3)} - \dots \right] : \left[\frac{e_0}{3 - \frac{e_0}{v_0}} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\pi^2 h^2}{4} (e'_{(3)} + e'_{(3)}) - \dots \right] \right\}.$$

Es soll die aus dem ersten Gliede der rechten Seite der letzten Gleichung entstandene Gleichung (III) auf einige Metalle angewandt werden.

Zinn. Der Vernichtungsindex desselben ergibt sich nach jener Gleichung mit den früher mitgetheilten Werthen von k , s , c_p und für den Brechungsindex Eins gleich 9,754. Ein Blatt Stanniol, dem man nach Winkelmann und Straubel eine Dicke von $0,011$ cm beilegen kann, würde demnach das eintretende Licht im Verhältniss von $0,9788$ zu 1 abschwächen,

also etwa um 1:47. Eine solche Helligkeitsabschwächung würde mit dem Auge noch gerade wahrnehmbar sein. Dem entsprechend fand Röntgen den vermittelst seiner Strahlen durch ein Blatt Stanniol auf einem fluorescirenden Schirme entworfenen Schatten kaum wahrnehmbar.

Aluminium. Der Vernichtungsindex des Aluminiums bestimmt sich nach Gleichung (III) mit den zuvor angegebenen Werthen von k , s , c_p und für den Brechungsindex Eins zu 16,78. Es würde danach bei einer Dicke von 1,5 cm die untersuchten Wellen im Verhältniss von $1,4 \times 10^{-32}$ zu 1 schwächen, sie also nicht mehr in merklicher Weise hindurchlassen. Nach Röntgen wurden seine Strahlen durch eine 1,5 cm dicke Aluminiumschicht recht beträchtlich geschwächt, aber nicht ganz zum Verschwinden gebracht. Ich möchte hier des eingangs erwähnten Umstandes gedenken, der die beobachtete Schwächung kleiner erscheinen lassen könnte, als die wirklich durch Absorption bewirkte. Aluminium von Röntgen-Strahlen getroffen, sendet nach aussen und innen Strahlen aus, die einen mit Bariumplatincyannür bestrichenen schwarzen Schirm zum Leuchten bringen; ich glaube diesen von Winkelmann und Straubel ausgeführten Versuch dahin deuten zu müssen, dass die Röntgen-Strahlen im Aluminium Fluorescenz erregen. Diesen erregten Strahlen käme dann nach dem Stokes'schen Gesetz eine grössere Wellenlänge zu als den erregenden Strahlen und dann nach Gleichung (III) eine geringere Absorption. Dass solche durch Fluorescenz erregten Strahlen, welche nach innen sich ausbreiten, aus dem Körper austreten und dann ausserhalb desselben wahrnehmbar sind, spricht damit übereinstimmend dafür, dass sie im Körper nicht sehr stark absorbirt werden. Sie würden beim Aluminium dessen Absorptionsvermögen geringer erscheinen lassen, als es in Wirklichkeit für die eintretenden Wellen ist.

Platin. Mit den früher angegebenen Werthen von k , s , c_p und für den Brechungsindex Eins wird $j:4l = 3,824$. Ein Platinblech von 0,02 cm Dicke würde danach die untersuchten Wellen im Verhältniss von 0,8581 zu 1 abschwächen. Röntgen fand Platin von dieser Dicke noch durchlässig für seine Strahlen.

Kupfer. Es ergibt sich $j:4l = 25,49$ mit den zuvor gegebenen Werthen von k , s , c_p und für den Brechungsindex Eins, und es liesse danach Kupfer in einer Schicht von 0,02 cm Dicke 0,3608 der einfallenden Strahlen der untersuchten Art hindurch.

Gold. Es wird $j:4l = 26,28$ mit den früher ermittelten Werthen von k , s , c_p und für $n = 1$. Gold würde demzufolge 0,3496 der eintretenden Wellen der betrachteten Art bei einer Dicke von 0,02 cm hindurchlassen.

Silber. Der Vernichtungsindex wird 48,99 mit den früher mitgetheilten Werthen von k , s , c_p und für $n = 1$; es würde danach Silber in einer Schicht von 0,02 cm Dicke 0,1406 der eintretenden Wellen der untersuchten Art hindurchlassen.

Diese drei letzteren Metalle lassen also bei einer Dicke von 0,02 cm noch gut wahrnehmbare Mengen dieser Wellen hindurch. Dementsprechend fand Röntgen, dass Silber- und Kupferplatten stärker als 0,02 cm sein können, um noch durchlässig für seine Strahlen zu sein.

Blei. Es ergibt sich der Vernichtungsindex gleich 5,995 mit den vorigen Werthen von k , s , c_p und für $n = 1$. Es würde demnach bei einer Dicke von 0,15 cm die betrachteten Wellen im Verhältniss von 0,1655 zu 1 schwächen. Röntgen fand es bei dieser Dicke für seine Strahlen so gut wie undurchlässig. Es wäre möglich, dass der Brechungsindex des Bleies nicht Eins wäre, sondern etwa entsprechend dem Werthe, den er für gewöhnliches Licht hat und den Drude für Natronlicht zu 2,01 angiebt. Denn wenn in ein Bleiprisma tretende Strahlen in Fluoreszenzlicht verwandelt werden, werden sie wohl wesentlich im Zuge der eintretenden Strahlen aus dem Prisma austreten und so scheinbar keine Brechung erleiden. Die durch Absorption geschwächten, nicht in Fluoreszenzlicht verwandelten Strahlen werden durch das Prisma gebrochen werden und neben dem nicht abgelenkten Bilde des Fluoreszenzlichtes ein schwächeres abgelenktes Bild erzeugen. Andeutungen solcher schwachen Nebenbilder sind in der durch Lichtdruck erhaltenen Reproduction der von Winkelmann und Straubel erhaltenen Bilder der von Spalten ausgehenden, durch Metallprismen gebrochenen Röntgen-Strahlen mehrfach zu bemerken, auch beim Blei. Mit dem vorigen Werthe des Brechungsindex

wird $j:4l$ für Blei 48,69 und mit diesem Werthe ergibt sich, dass eine Bleischicht von 0,15 cm Dicke 0,0₃453 Proc. der eintretenden Strahlen der betrachteten Art von der Wellenlänge $4l_0$ im Weltraume, also eine nicht bemerkenswerthe Menge derselben, hindurchlässt. Auch Wellen von etwas grösserer Länge, wie sie durch Fluorescenz aus den vorigen entstehen könnten, würden nach Gleichung (III) bei dieser Dicke noch sehr stark im Blei geschwächt werden.

Berlin, den 21. Juni 1896.

10. *Eine Bemerkung zur Lehre von der Resonanz;
von Paul Johannesson.*

Hr. Prof. C. Stumpf¹⁾ hat durch seine Versuche die Entscheidung gebracht, dass innerhalb gewisser Grenzen ein Resonator vom Eigenton n nur durch eine Tonquelle von gleicher Höhe, nicht aber durch einen seiner Untertöne in Mitschwingung versetzt wird.²⁾ Er findet dieses Ergebniss in Widerspruch mit der Theorie, wonach es für das Mitschwingen keinen Unterschied mache, ob der Resonator bei jeder einzelnen, oder nur bei jeder 2., 3. etc. Schwingung von seiten des Tonerregers seinen Anstoss erhält.³⁾ Als ich im Winter 1891/92 mit verwandten Versuchen mich beschäftigte, fiel mir gleichfalls auf, dass die von Rayleigh⁴⁾ mitgetheilte und meines Wissens noch unbestrittene allgemeine Theorie der Resonanz den Erscheinungen nicht durchgängig entspricht, wenn sie auch die erwähnte Folgerung nicht zulässt. Besonders nahm ich an dem Unendlichwerden der Amplitude eines ungedämpft schwingenden, durch seinen Eigenton angeregten Resonators Anstoss. Durch eine nur geringfügige, indessen nicht unwichtige Aenderung passte die Lehre den Thatsachen sich besser an. Die Arbeit des Hrn. Prof. Stumpf veranlasst mich zur Mittheilung meines Vorschlages.

Dass eine Theorie, welche die Schwingungen eines Resonators durch Anstösse geschehen lässt, den Stumpf'schen Beobachtungen widerspricht, ist selbstverständlich; die Schwingungen müssten sogar eintreten, wenn die Anstösse unperiodisch, ja völlig regellos — bald beschleunigend, bald verzögernd — erfolgten, solange nur die beschleunigenden überwiegen; doch meine ich, dass dann nicht mehr von Resonanz die Rede sein kann. Ebenso wenig wie mit dem

1) C. Stumpf, Wied. Ann. 57. p. 660—681. 1896.

2) l. c. p. 665.

3) l. c. p. 661.

4) Rayleigh, Theorie des Schalles, deutsch v. Neesen, 1879. 3. Cap.

Pendeln einer passend angestossenen Kirchenglocke (Galilei) darf man die Resonanzen mit den erzwungenen Schwingungen einer electromagnetischen Stimmgabel vergleichen; denn auch diese erfährt nur durch den Extrastrom und also stossweise eine Energiezufuhr. Sieht man von hinkenden Vergleichen ab, so sind akustische Resonanzen eben einzig diejenigen Schwingungen eines elastischen Körpers, welche durch die schwingende Bewegung eines umgebenden Schallleiters hervorgerufen werden. In der That hat man auch die mathematische Theorie der Resonanz nicht auf die Vorstellung un stetiger Stösse begründen können, sondern auf diejenige von schwingungserregenden Kräften, deren Grösse sich ändern soll, wie die Beschleunigung bei einer Pendelbewegung. Indessen auch derartig wirkende, einfache Kräfte sind völlig unbetheiligt bei den Mitschwingungen, in welche die Corti'schen Fasern durch das Labyrinthwasser oder eine Stimmgabel durch die Luft versetzt werden. Vielmehr führt die genaue Erklärung der Resonanz auf die höchst verwickelten Bedingungen, unter denen sich ein Körper in einer elastischen Flüssigkeit bewegt, ein Bewegungsvorgang, dessen hinreichende, allgemeine Beschreibung die Mathematiker bisher vergebens beschäftigt hat. In dem die Resonanz betreffenden Falle jedoch führt die Annahme folgender Vereinfachungen zum Ziel.

Wir setzen voraus, dass gegenüber den in Betracht kommenden Amplituden des geradlinig schwingenden, punktförmigen Resonators die Wellenlängen der umgebenden Flüssigkeit ausserordentlich gross sind; dann werden die der Schwingungsbahn benachbarten Flüssigkeitstheilchen keinen merklichen Gangunterschied und also stets untereinander die gleiche Geschwindigkeit besitzen. Die innere Reibung des Resonators werde als eine Beschleunigung angesehen, die seiner Geschwindigkeit proportional und entgegen gerichtet ist, die äussere Reibung als eine Beschleunigung, welche der relativen Geschwindigkeit zwischen Flüssigkeit und Resonator proportional ist und in der Richtung der Flüssigkeitsbewegung liegt. Dann lautet die Bewegungsgleichung des Resonators

$$\frac{d^2 u}{dt^2} = -n^2 u - \alpha \frac{du}{dt} + \rho \left(-E p \sin p t - \frac{du}{dt} \right),$$

worin u die Entfernung des Resonators aus der Ruhelage zur

Zeit t , n und p bez. die Schwingungszahlen des ungedämpften Resonators und der primären Tonquelle in 2π Sekunden, E die Amplitude der dem Resonator benachbarten Flüssigkeitstheilchen, κ und ρ bez. die Constanten der inneren und äusseren Reibung bezeichnen. Durch Ordnung entsteht daraus die Gleichung

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + (\kappa + \rho) \frac{du}{dt} + n^2 u = -\rho E p \sin p t,$$

deren allgemeine Lösung

$$u = a \cos(p t - \varepsilon) + A e^{-\frac{1}{2}(\kappa + \rho)t} \cos\left(\sqrt{n^2 - \frac{1}{4}(\kappa + \rho)^2} t - \alpha\right)^1$$

ist. Darin ist

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{p^2 - n^2}{(\kappa + \rho)p} \quad \text{und} \quad a = \frac{\rho \cos \varepsilon}{\kappa + \rho} E;$$

ist ferner zu Anfang der Resonator in Ruhe und in der Ruhelage, so wird

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{p \operatorname{tg} \varepsilon + \frac{1}{2}(\kappa + \rho)}{\sqrt{n^2 - \frac{1}{4}(\kappa + \rho)^2}} \quad \text{und} \quad A = -\frac{\cos \varepsilon}{\cos \alpha} a.$$

Ist t einigermaassen gross, so verschwindet das zweite Glied der Summe für u , und der Resonator schwingt in der Periode des primären Tons. Dabei ist zu beachten, dass entgegen der herrschenden Theorie a *stets kleiner als* E ist und nur in dem Falle gleich E wird, wenn zwischen dem Eigenton des Resonators und den Schwingungen der Umgebung das Unisono besteht und die innere Dämpfung des Resonators verschwindend klein ist.

Solange das zweite Glied noch nicht verschwunden ist, besitzt der Resonator neben der erzwungenen Periode noch die seines zweifach gedämpften Eigentones. Bei angenäherter Gleichheit beider Perioden entstehen Schwebungen, die bei electromagnetischen Stimmgabeln nach Rayleigh²⁾ „sehr gut bemerkbar“, mir indessen noch nicht vorgekommen sind. Auch dürften für diesen Fall von Schwebungen die Gründe andere sein, als sie in obiger Gleichung liegen, da ja die Perioden der gedämpften Gabel und der magnetischen Anstösse nicht nur angenähert, sondern vollkommen gleich sind. Hingegen sind

1) Vgl. Rayleigh, l. c. p. 59.

2) Rayleigh, l. c. p. 60.

die Schwebungen, die Hr. Prof. Stumpf¹⁾ an einer verstimmten Gabel 600 beobachtete, als er sie durch den dritten Theilton einer Gabel 200 in Mitschwingung versetzte, von der erwähnten Art gewesen. Mir sind sie bei folgendem Versuch begegnet. Zwei vorzügliche, minutenlang schwingende, dem Berliner Institut für theoretische Physik gehörende Gabeln 522 und 526 waren dicht nebeneinander mit ihren Stielen an Schläuchen aufgehängt und durch eine Umhüllung gegen das Zimmer tondicht abgeschlossen. Wurde nun die eine Gabel angeschlagen, während der Befestigungsschlauch der anderen durch eine mehrere Meter lange Leitung sich bis zum Ohr des Beobachters fortsetzte, so vernahm man Schwebungen, die immer undeutlicher wurden und schliesslich aufhörten.

Entfernt sich p von n , so werden bei kleiner innerer und äusserer Dämpfung a und A sehr schnell unmerklich, sodass das Mitklingen eines Resonators, der unter dem Einfluss eines seiner Untertöne steht, auch theoretisch nicht gefolgert werden kann.

1) Stumpf, l. c. p. 670 f.

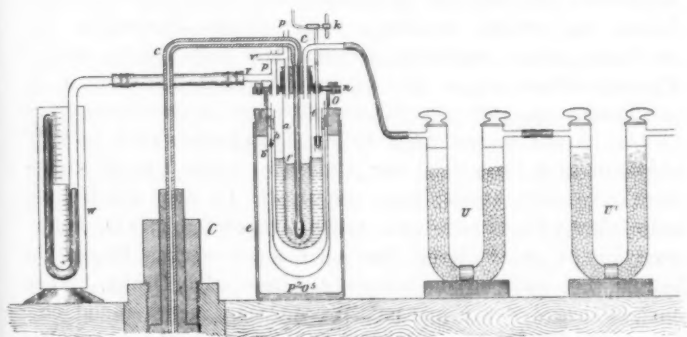
11. *Ein Versuch, das Helium zu verflüssigen;*
von K. Olszewski.

(Aus dem „Bulletin International de l'Academie des Sciences
de Cracovie“ Juni 1896.)

Das zu meinen Versuchen benutzte Helium verdanke ich der Zuvorkommenheit seines Entdeckers, Prof. Ramsay, welcher mir gegen 140 ccm dieses Gases aus London in einer sorgfältig zugeschmolzenen Glasröhre zuschickte. Aus dem Briefe des Prof. Ramsay, sowie aus einer Inschrift auf der Glasröhre entnehme ich, dass das mir geschickte Helium aus Cleveit erhalten worden ist, und weder Stickstoff noch irgend ein anderes Gas enthielt, welches mittelst Mg, CuO, P_2O_5 und NaOH entfernt werden konnte. Die Dichte des Gases betrug 2,133 (für $H = 1$) und das Verhältniss der specifischen Wärmen war $C_p/C_v = 1,652$. Dieses Verhältniss zeigt, dass Helium, ebenso wie Argon, ein einatomiges Element ist. Prof. Ramsay theilte mir ferner mit, dass die Löslichkeit des Helium im Wasser eine sehr geringe ist, da 100 ccm Wasser bloss 0,7 ccm Helium absorbiren. Obige Zahlen liessen vermuthen, dass die Verflüssigung von Helium nur in den aller-tiefsten gegenwärtig erreichbaren Temperaturen gelingen könnte, da die geringe Dichte dieses Gases als auch seine Einatomigkeit und seine sehr unbedeutende Wasserlöslichkeit für seine grosse Permanenz zu sprechen schienen. Mit Rücksicht darauf unterliess ich die Verflüssigungsversuche mit Benutzung des Aethylens als Kältemittel und schritt sogleich zu den aller-tiefsten Temperaturen, welche mittelst flüssigen Sauerstoffs und flüssiger Luft erhalten werden können. Der bei diesen Versuchen benutzte Apparat ist in umstehender Figur dargestellt.

Das Helium befand sich in der Glasröhre *cc* des Cailletet'schen Apparates *C*; ihr unteres Ende reichte bis an den Boden der unten geschlossenen Röhre *a*, welche zur Aufnahme der flüssigen Luft bestimmt war. Diese Röhre war von drei

Glasgefässen b , b' , b'' umgeben, deren letztes oben die messingene Einfassung o trug, mittelst deren der Deckel n befestigt werden konnte. Alle diese Gefässe waren in dem dickwandigen äusseren Glasgefässe e untergebracht, auf dessen Boden sich eine Schicht P_2O_5 befand. Der Deckel n hatte drei Oeffnungen; die mittlere war für das Gefäss a bestimmt, durch die zweite wurde mittelst der Röhre t der flüssige Sauerstoff aus dem Verflüssigungsapparate zugeführt. Die dritte Deckelöffnung diente zur Verbindung des Inneren der Gefässe erstens mit einer grossen Luftpumpe mittelst der Röhre p und zweitens mit dem Quecksilbervacuometer w mittelst der Röhre v . Wenn nach dem Oeffnen des Hahnes k



flüssiger Sauerstoff in das Gefäss b bereits eingeführt worden ist, wurde dasselbe mit der Pumpe in Verbindung gebracht und der Dampfdruck des Sauerstoffs bis auf 10 mm Quecksilberdruck vermindert, wodurch die Temperatur bis -210° fiel. Infolge dessen verflüssigte sich die im Gefässe a befindliche Luft, und an ihre Stelle kam wieder frische, welche in der mit Natronkalk gefüllten Röhre U' ihr Kohlendioxyd zurückliess und in der Röhre U mittels Schwefelsäure getrocknet wurde. Als das Quantum der verflüssigten Luft nicht mehr zunahm, wurde der Hahn der Röhre U abgesperrt und das Gefäss a mittelst des Armes p' einer T-Röhre mit der Luftpumpe verbunden; den Dampfdruck der flüssigen Luft zeigte ein Vacuometer an, welches dem Vacuometer w gleich und mittels des Röhrenarmes v' mit dem Apparate ver-

bunden war. Um die flüssige Luft während des Evacuierens nach Möglichkeit von der wärmeren Umgebung zu isoliren, war im Innern des Gefässes *a* noch eine dünnwandige Röhre *f* angebracht. Wenn man bei den im Folgenden beschriebenen Versuchen flüssigen Sauerstoff als Kältemittel anwenden will, entfernt man aus obigem Apparate diejenigen Theile, welche zur Verflüssigung der Luft dienen und taucht die Cailletet'sche Röhre unmittelbar in flüssigen Sauerstoff ein.

Mittels des beschriebenen Apparates führte ich zwei Reihen von Versuchen aus, die eine bei Anwendung flüssigen Sauerstoffs, die andere bei Anwendung flüssiger Luft als Kältemittel. Die Röhre des Cailletet'schen Apparates, welche zur Aufnahme des Heliums bestimmt war, hatte gegen 70 ccm Inhalt und wurde vermittelst einer Quecksilberpumpe mit trockenem Gase sorgfältig gefüllt. Die erste Reihe meiner Versuche führte ich in der Art aus, dass ich das Helium bis zur Siedetemperatur des Sauerstoffs unter Atmosphärendruck ($-182,5^{\circ}$) und ferner unter 10 mm Quecksilberdruck (-210°) abkühlte und vermittelst der Cailletet'schen Pumpe einem Drucke von 125 Atmosphären unterwarf. Da aber das Helium unter diesen Umständen nicht verflüssigt werden konnte, unterwarf ich es bei weiteren Versuchen einer raschen Expansion bis 20, bei anderen bis zu einer Atmosphäre Druck. Aber auch während der Expansion konnte man nicht einmal eine Spur von Verflüssigung beobachten. Als ich das erste Mal das abgekühlte Helium stark comprimirte, sah ich einen weissen Körper in sehr kleiner Menge sich ausscheiden, welcher am Boden der Heliumröhre sogar nach Verminderung des Druckes zurückblieb. Möglicherweise war daran eine Verunreinigung des Heliums schuld, die aber nicht mehr als 1 Proc. der benutzten Heliummenge betragten dürfte.

In der zweiten Versuchsreihe, in welcher ich flüssige Luft (unter 10 mm Quecksilberdruck siedend) anwendete, setzte ich das Helium einem 140 Atmosphären erreichenden Drucke aus, welchen ich nachher rasch auf 20 Atmosphären oder auf gewöhnlichen Atmosphärendruck fallen liess. Das Resultat dieser Versuche war ebenfalls negativ, da während der Expansion keine Trübung bemerkbar war, die auf eine Spur von Verflüssigung schliessen liesse. Die Temperatur der flüssigen

Luft beträgt unter 10 mm Quecksilberdruck nach meinen früheren Messungen¹⁾ — 220° ; diese Zahl kann jedoch nicht als constant betrachtet werden, da flüssige Luft bei Verminderung des Druckes unaufhörlich ihre Zusammensetzung ändert, indem sie immer ärmer an Stickstoff wird. Je nach der Weise der Verflüssigung und nach der Schnelligkeit des Evacuirens kann die flüssige Luft verhältnissmässig mehr oder weniger Stickstoff verlieren.

Wird die Luft unter hohem Drucke bei Anwendung des Aethylens als Kältemittel, also bei einer Temperatur von etwa -150° , verflüssigt und nachher der Druck langsam vermindert, um siedende Luft unter atmosphärischem Drucke zu erhalten, so verflüchtigt sich dabei ein beträchtlicher Theil der unter Druck verflüssigten Luft und das Verhältniss der Stickstoffmenge zum Sauerstoff wird in der zurückgebliebenen flüssigen Luft bedeutend kleiner sein, als es unter höherem Drucke der Fall war. Wird ferner der Dampfdruck der so zurückgebliebenen flüssigen Luft noch weiter bis zu 10 mm Quecksilberdruck vermindert, so wechselt das Mengenverhältniss noch mehr zu Ungunsten der Stickstoffmenge derart, dass das hinterbliebene Gemisch von Stickstoff und Sauerstoff wegen des hohen Gehaltes an letzterem während der Druckverminderung nicht erstarrt, obwohl die Temperatur dieses Gemisches etwa um 6° tiefer ist, als der Erstarrungspunkt des Stickstoffs (-214°). Wenn aber — wie es in obigen Versuchen der Fall war — die Luft unter atmosphärischem Drucke verflüssigt wird und zwar bei Anwendung des im Vacuum siedenden Sauerstoffs (-210°) als Kältemittel, so bleibt das Mengenverhältniss des Stickstoffs und Sauerstoffs dasselbe, wie dasjenige der gasförmigen Luft. Beim Vermindern der Dampfspannung der auf diese Weise verflüssigten und bereits sehr stark abgekühlten Luft kann sich das Verhältniss des Stickstoffs zum Sauerstoff nicht mehr um ein Bedeutendes ändern, und es bleibt demnach ein beträchtliches Uebermaass an Stickstoff übrig. Aus solcher Luft scheidet sich der Stickstoff theilweise krystallinisch ab, wenn der Dampfdruck derselben bis zu 10 mm Quecksilberdruck er-

1) K. Olszewski, *Compt. rend.* 101. p. 238. 1885.

niedrigt wird, was in den beschriebenen Versuchen thatsächlich stattfand. Ich muss aber ganz bestimmt im Gegensatze zu Dewar¹⁾ behaupten, dass dabei nicht die Luft als solche erstarrt, sondern bloss ein kleines Procent des Stickstoffs, dessen Erstarrungspunkt nach meinen früheren Messungen bei -214° liegt.²⁾ Flüssiger Sauerstoff erstarrt auch dann nicht, wenn man seine Dampfspannung bis zu 2 mm Quecksilberdruck erniedrigt.

1) Dewar, *Nature*, February 6, 1896. p. 329.

2) Im vorigen Jahre veröffentlichte ich im *Phil. Mag.* (5) **39**. p. 188 ein kurzes Resumé meiner Arbeiten über die Verflüssigung der Gase, in welchem ich hervorgehoben habe, dass Dewar bei Wiederholung meiner Experimente dieselben nicht citirte. Dies hatte zur Folge, dass Dewar jetzt meine Arbeiten zwar citirt, jedoch nur dann, wenn er glaubt, in ihnen Fehler nachweisen zu können. So behauptet er in seiner in *Nature*, 6. Febr. 1896, p. 329 veröffentlichten Arbeit, dass die flüssige Luft im Vacuum erstarre, dass somit meine früheren diesbezüglichen Versuche mit den seinigen nicht übereinstimmen. Dass die Resultate unserer Versuche nicht übereinstimmen, darin hat er wohl recht, ich glaube aber oben genügend aufgeklärt zu haben, unter welchen Verhältnissen die Luft im Vacuum gar nicht erstarrt, und unter welchen bloss ein Bestandtheil derselben theilweise erstarrt. An derselben Stelle sagt Dewar, flüssiges Stickstoffoxyd sei blau und nicht farblos, wie es nach meinen Versuchen mit diesem Gase zu sein scheint. In meiner in *Compt. rend.* **100**. p. 940. 1885 veröffentlichten Arbeit sagte ich ausdrücklich, dass das von mir erhaltene Stickstoffoxyd gewöhnlich grünlich gefärbt war (es lässt sich die Grenze zwischen Blau und Grünlich nicht streng bestimmen), da jedoch diese Färbung einmal deutlicher, ein anderes Mal schwächer hervortrat und bei der Verflüssigung des Stickstoffoxyds im Cailletet'schen Apparate — wobei ich für möglichst genaue Entfernung der Luft Sorge trug —, vollkommen verschwand, vermuthete ich, dass diese veränderliche Färbung des flüssigen Stickstoffoxyds von einer Verunreinigung mit Salpetrigsäureanhydrid, welches sich infolge unvollkommener Entfernung des Sauerstoffs der atmosphärischen Luft bildet, herrühre. Beachten wir, wie schwierig es überhaupt ist, die an den Glaswänden der Gefässe ocludirte Luft zu entfernen, so z. B. beim Evacuiren der Plücker'schen oder Crookes'schen Röhren, so müssen wir wohl eine derartige Verunreinigung als sehr wahrscheinlich annehmen. Uebrigens gebrauchte Dewar zu seinen Versuchen nicht immer reine Gase; so enthielt z. B. der von ihm benutzte und als rein betrachtete Sauerstoff bedeutende Mengen von CO_2 , woher auch die irrthümliche Behauptung Dewar's: Sauerstoff erstarre im Vacuum (vgl. *Phil. Mag.* (5) **39**. p. 302. 1895), herrührt. In Anbetracht dessen muss ich den mir gemachten Vorwurf betreffs schlechter Beobachtung der Farbe des flüssigen Stickstoffoxydes als ungerechtfertigt zurückweisen.

Nach obigen erfolglosen Versuchen trachtete ich experimentell festzustellen, ob durch Erniedrigung des Dampfdruckes des flüssigen Sauerstoffs bis zum praktisch erreichbaren Minimum eine Temperaturerniedrigung sich nicht erzielen liesse, welche zur Vornahme erneuerter Verflüssigungsversuche des Heliums aneifern würde. Zu diesem Zwecke ersetzte ich in dem oben beschriebenen Apparate die Glasröhre *f* durch eine andere mit doppelten Wänden, welche voneinander durch ein genaues Vacuum isolirt waren. In das Gefäss *b* goss ich Sauerstoff ein, von dem ein kleiner Theil mittelst eines Heberchens in das doppelwandige Röhrchen überführt wurde. Indem ich nun die Röhre *p'* mit den Pumpen verband, war es mir möglich, die Dampfspannung des Sauerstoffs bis zu 2 mm Quecksilberdruck zu erniedrigen. Der flüssige Sauerstoff blieb auch in diesem Vacuum flüssig und durchsichtig. Um die Temperatur des flüssigen Sauerstoffs bei so kleinem Drucke mittelst des Wasserstoffthermometers zu messen, führte ich einen speciellen Versuch aus, und da ich mich dabei überzeigte, dass dieselbe -220° nicht erreichte (eine Temperatur, welche mittelst flüssiger Luft leicht zu erhalten ist), so hielt ich es für überflüssig, noch einen Verflüssigungsversuch mit dem Helium zu unternehmen.

Es blieben also die Resultate meiner Experimente negativ, Helium bewährte sich bei meinen Versuchen als ein permanentes Gas, jedenfalls permanenter als Wasserstoff. Die kleine Menge Helium, die mir zur Verfügung stand, wie auch die Seltenheit der Mineralien, aus denen man Helium gewinnen kann, erlaubten mir nicht, diese Versuche in grösserem Maassstabe auszuführen; ich konnte weder einen bedeutend höheren Druck, noch grössere Gefässe anwenden, um die Expansion erfolgreicher zu machen. Ebensowenig konnte ich auch die Temperatur des Heliums im Expansionsaugenblicke mittelst des Platinthermometers messen, wie ich dies mit dem Wasserstoff gethan habe, da ich hierzu etliche zehn, wenn nicht Hunderte Liter Gas benöthigen würde.

Da es mir nicht möglich war, die Temperatur des Heliums im Expansionsaugenblicke zu messen, erlaube ich mir für einen Augenblick den rein experimentellen Weg zu verlassen, und die wahrscheinlichen Tempera-

turen nach der bekannten Gleichung von Laplace und Poisson:

$$\frac{T}{T_1} = \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

zu berechnen; es bedeuten hier:

T = die Anfangstemperatur, vom absoluten Nullpunkte an gerechnet;

T_1 = die durch die Expansion erreichte Temperatur;

p = den Anfangsdruck;

p_1 = den Druck, bis zu welchem expandirt wurde;

k = das Verhältniss der specifischen Wärmen C_p / C_v , welches für das einatomige Helium $1,66 = \frac{5}{3}$ zu setzen ist.

Ich möchte bei diesen Berechnungen nicht der Uebertreibung geziehen werden, und gebrauche deshalb die Drucke und Anfangstemperaturen der ersten Versuchsreihe, bei welcher der Anfangsdruck bloss 125 Atmosphären und die Anfangstemperatur nur -210° betrug.

Anfangsdruck des Heliums	Anfangstemperatur des Heliums	Expansion des Heliums bis zu	Entsprechende Temperaturerniedrigung	
			unter Null	an abs. Scala
125 Atm.	-210°	50 Atm.	$-229,3^\circ$	43,7°
125 „	-210	20 „	$-242,7$	30,3
125 „	-210	10 „	$-250,1$	22,9
125 „	-210	5 „	$-255,6$	17,4
125 „	-210	1 „	$-263,9$	9,1

Aus obiger Berechnung ersehen wir, dass die Siedetemperatur des Heliums unterhalb -264° liegt, dass sie demnach wenigstens um 20° niedriger ist, als diejenige des Wasserstoffs, welche ich experimentell bestimmt habe.¹⁾ Nach der Dichte des Heliums zu urtheilen, welche nach der Bestimmung des Prof. Ramsay 2,133, somit mehr als doppelt so viel wie die Dichte des Wasserstoffs beträgt, sollte wohl das Helium leichter als jener zu verflüssigen sein. Die ganz entgegengesetzten Resultate, welche obige Experimente ergeben haben, können wir nur durch die einfache Molecularconstitution erklären, d. h. durch die Einatomigkeit des Heliums, welche Prof. Ramsay experimentell festgestellt hat.

1) Vgl. die letzte Fussnote p. 192.

Bereits beim Argon zeigte sich die Abhängigkeit zwischen der Einatomigkeit und der Schwierigkeit der Verflüssigung; beim Helium tritt nach obigen Versuchen diese Abhängigkeit noch viel deutlicher hervor.

Infolge dieser Permanenz seines Gaszustandes kann künftig das Helium wichtige Anwendung als Thermometersubstanz beim Messen der dem absoluten Nullpunkte naheliegenden Temperaturen finden, namentlich solcher, welche die kritische und die Siedetemperatur des Wasserstoffs überschreiten.

Da seinerzeit der Vorwurf erhoben worden ist, dass das Wasserstoffthermometer beim Messen von Temperaturen unterhalb -194° nicht mehr zuverlässig ist, führte ich eine Reihe vergleichender Versuche aus, wobei ich die Temperatur des flüssigen Sauerstoffs bei vermindertem Dampfdruck mittels eines Heliumthermometers bestimmte. Zu diesem Zweck füllte ich mit Helium dasselbe Thermometer, welches T. Estreicher¹⁾ als Wasserstoffthermometer zur Bestimmung der Temperaturen des flüssigen Sauerstoffs benutzte. Die mittels des Heliumthermometers erhaltenen Zahlen stelle ich mit den entsprechenden Daten, welche Estreicher mittelst des Wasserstoffthermometers bestimmt hat, zusammen:

Dampfspannung des flüssigen Sauerstoffs	Die Temperatur des Sauerstoffs:	
	Heliumthermometer	Wasserstoffthermometer
741 mm	$-182,6^{\circ}$	$-182,6^{\circ}$
240 „	$-191,8$	$-191,85$
90,4 „	$-198,7$	$-198,75$
12 „	$-209,3$	$-209,2$
9 „	$-210,57$	$-210,6$

Die beinahe vollkommene Uebereinstimmung der mit beiden Thermometern gemessenen Temperaturen beweist, dass der Wasserstoff innerhalb dieser Grenzen seinen Ausdehnungscoefficient noch nicht ändert, und dass das Wasserstoffthermometer zum Messen so tiefer Temperaturen ganz gut anwendbar ist. Diese vergleichenden Temperaturbestimmungen führen übrigens zu demselben Schluss, zu welchem man auf Grund der tiefen kritischen Temperatur des Wasserstoffs gelangen

1) T. Estreicher, Anz. d. k. Akad. d. Wiss. in Krakau, Juni 1895, p. 203; Phil. Mag. (5) 40. p. 454. 1895.

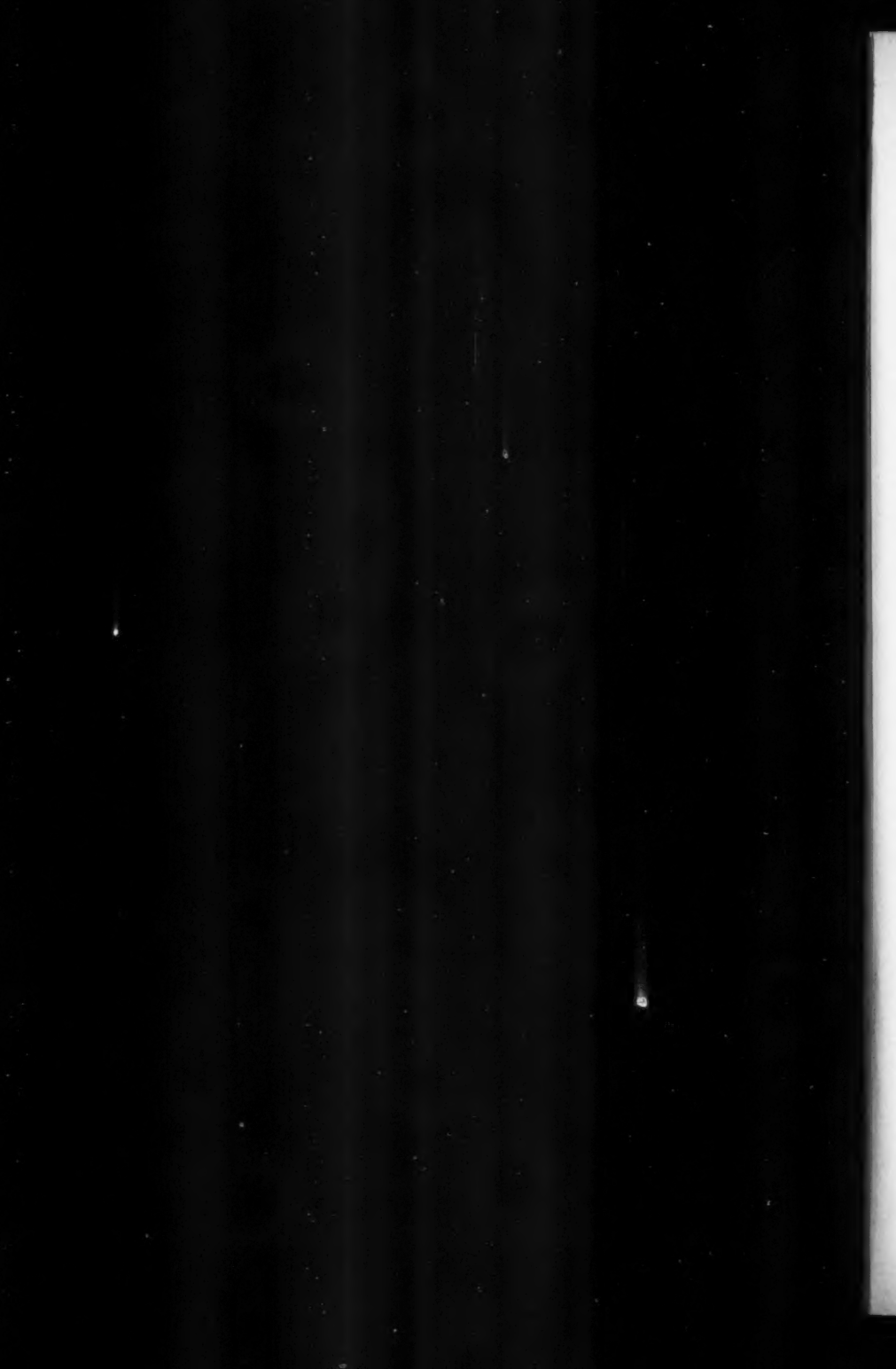
kann. Ich habe nämlich bereits an einem anderen Orte gezeigt¹⁾, dass Gasthermometer auch dann zur genauen Bestimmung von Temperaturen benutzt werden können, wenn dieselben die kritische Temperatur des zur Füllung des Thermometers benutzten Gases erreichen. Da die kritische Temperatur des Wasserstoffs nach meinen Bestimmungen²⁾ bei $-234,5^{\circ}$ liegt, kann man bis zu dieser Temperatur das Wasserstoffthermometer anstandslos anwenden. Das Heliumthermometer könnte erst dann treffliche Dienste leisten, wenn es sich um eine genaue Ermittlung noch tieferer Temperaturen handeln würde, z. B. um eine genauere Ermittlung der Siedetemperatur des Wasserstoffs, als es mittels eines Platinthermometers möglich ist.

Krakau, I. Chemisches Universitätslaboratorium.

1) Rozpr. Ak. U. w Krakowie, W. M.-P. 14. p. 283. 1886; Wied. Ann. 31. p. 69. 1887.

2) Anz. d. k. Akad. d. Wiss. in Krakau, Juni 1895, p. 192; Wied. Ann. 56. p. 133. 1895; Phil. Mag. (5) 40. p. 202. 1895.





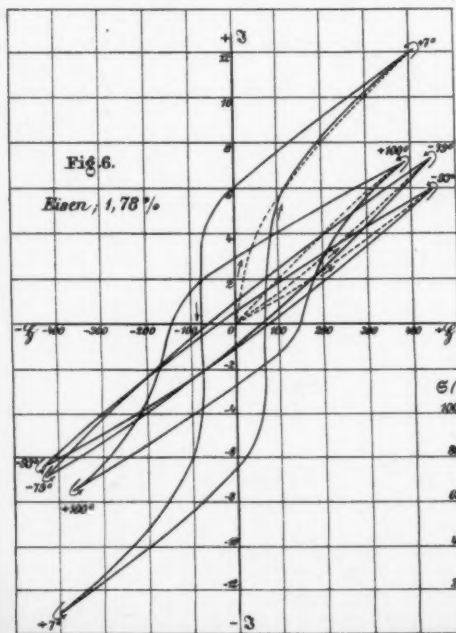
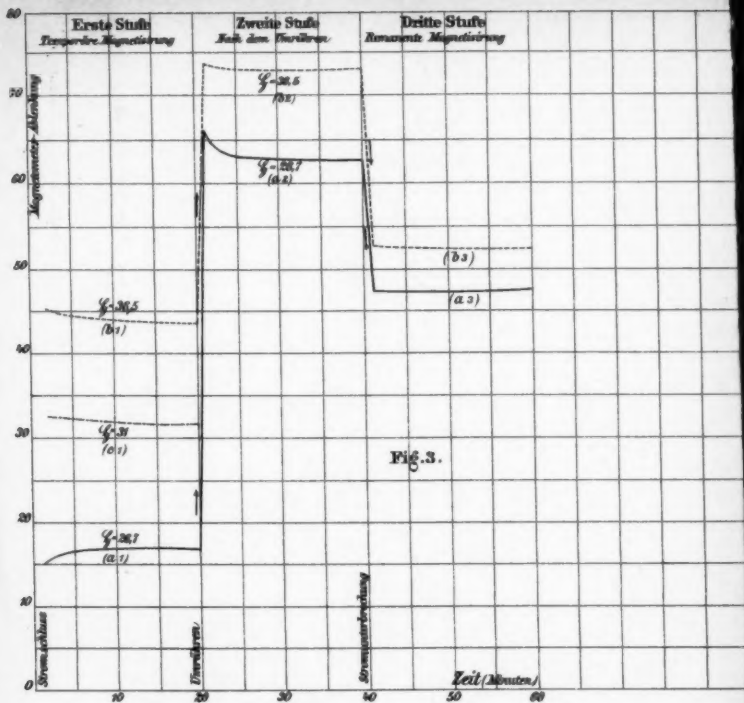
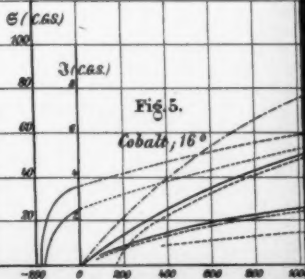
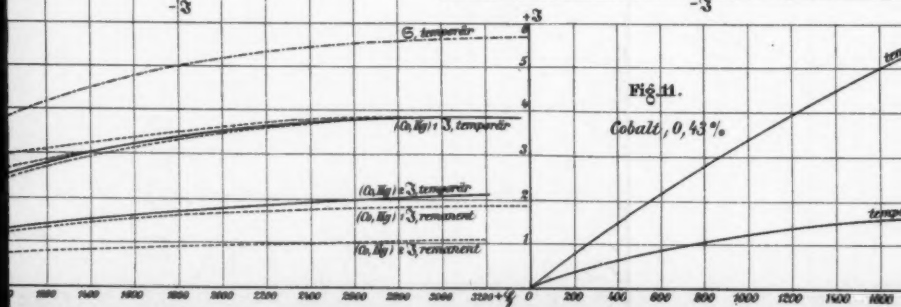
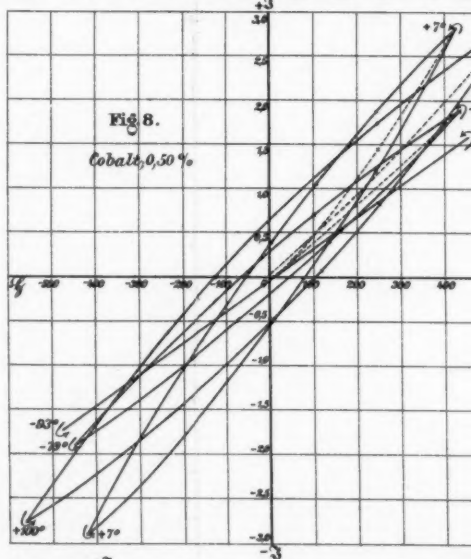
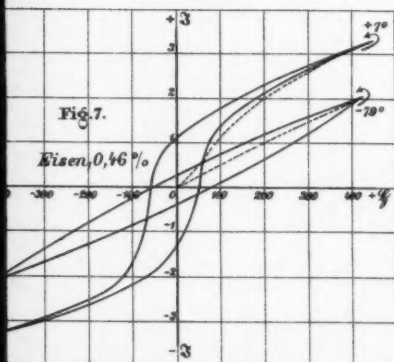
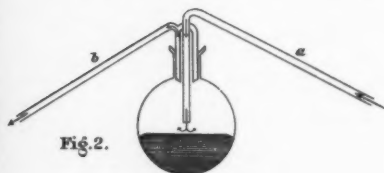
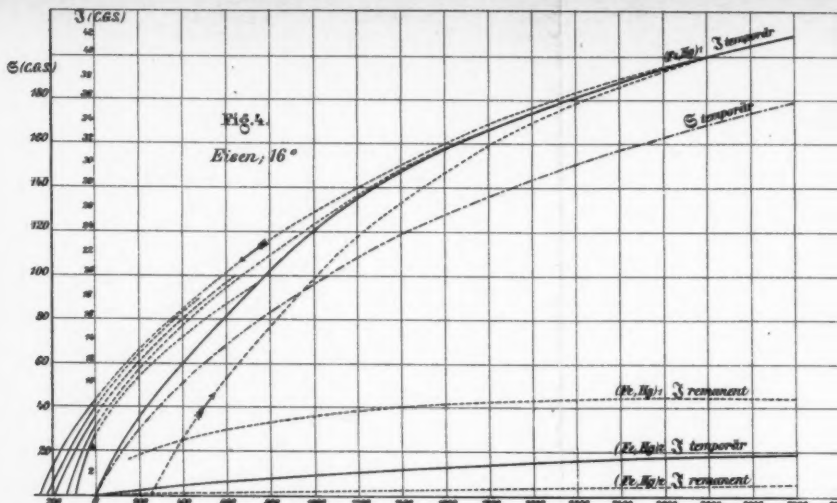


Fig. 1.





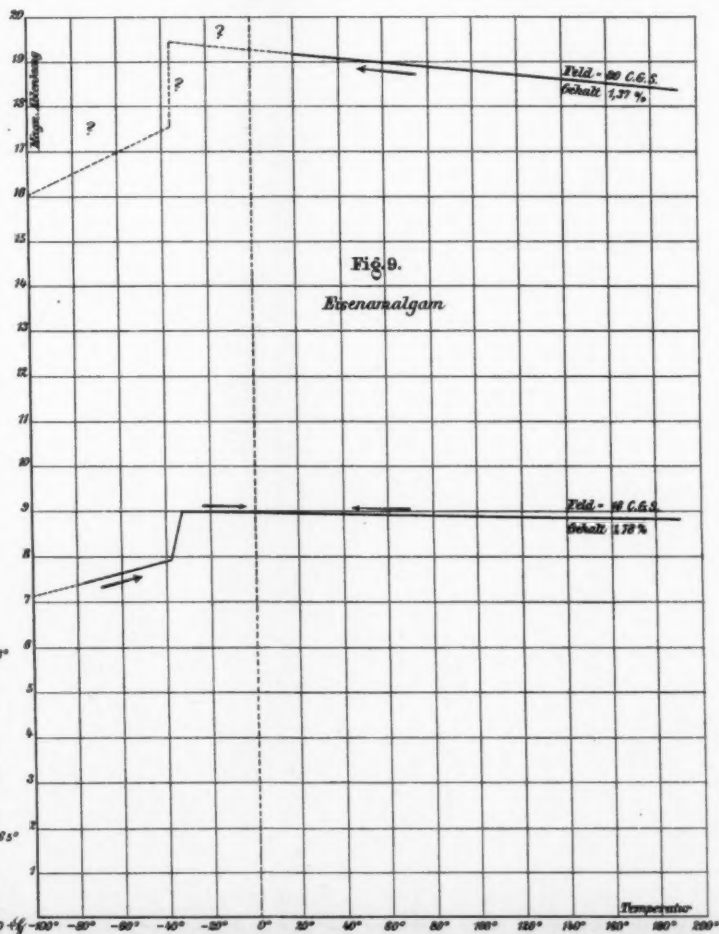
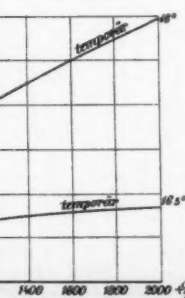
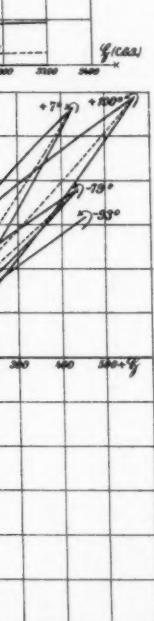
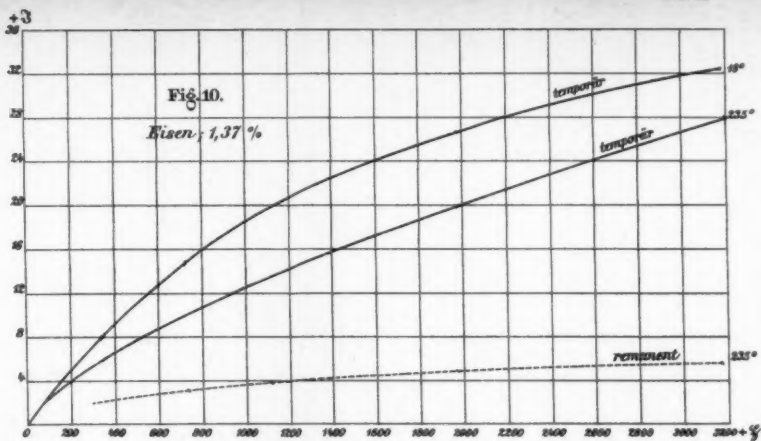


Fig 1.



Fig 2.

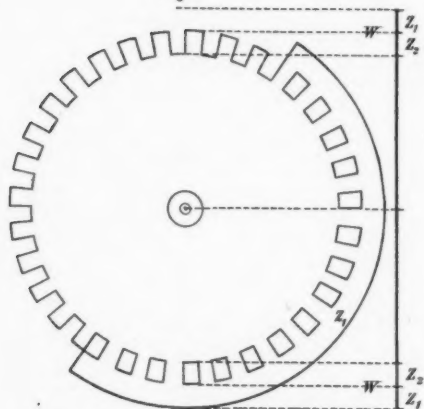


Fig 6.

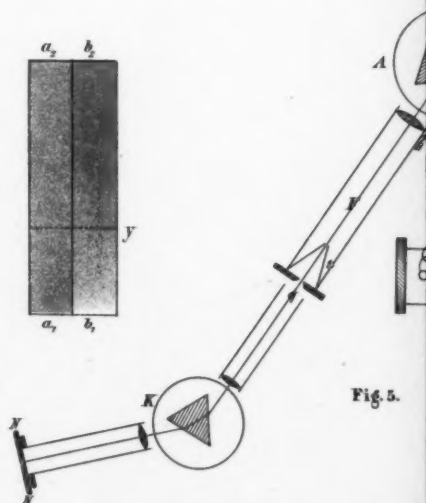
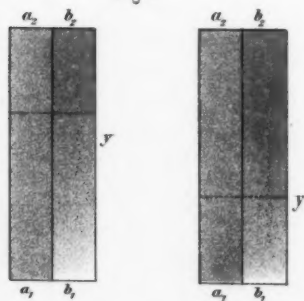
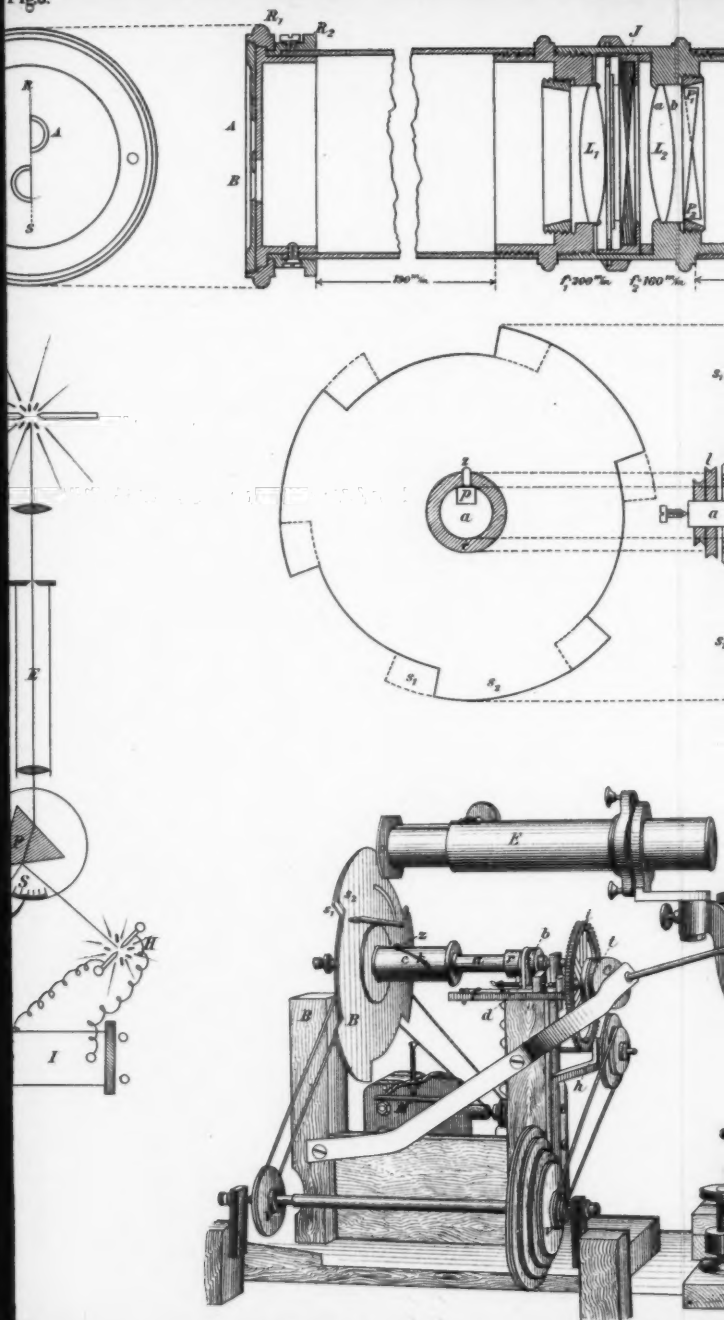


Fig 5.

Figs.



Simon Fig.1-8.

Fig. 7.

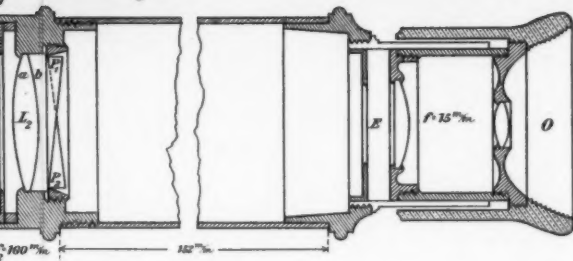


Fig. 4.

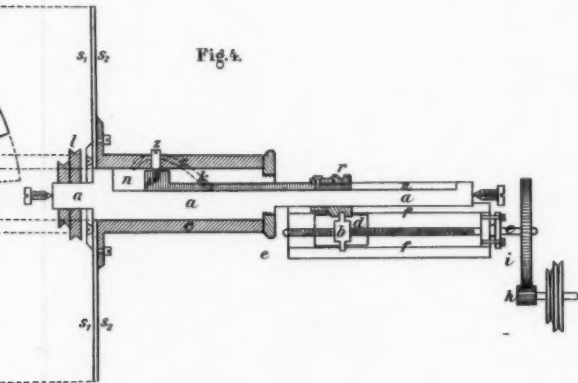
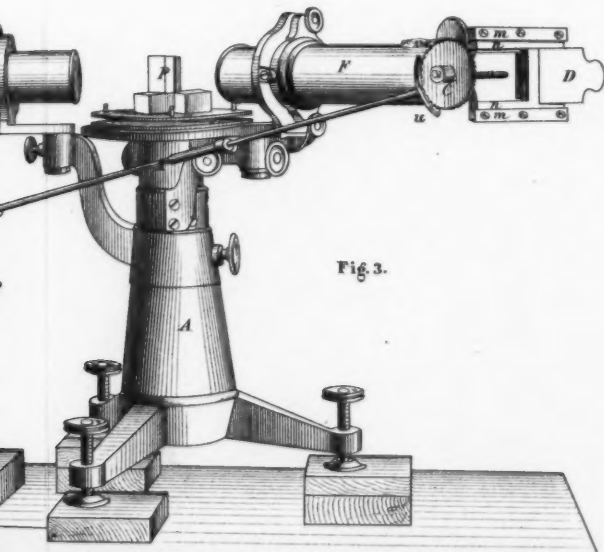
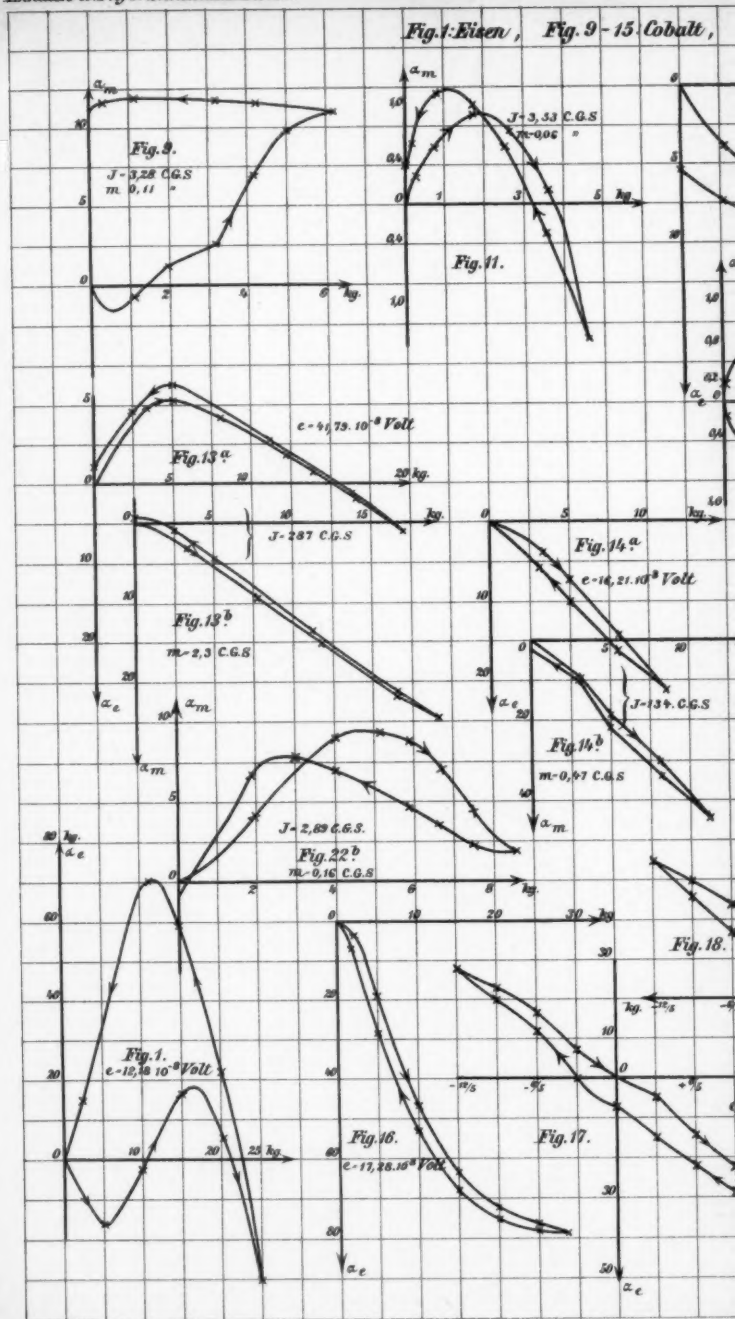


Fig. 3.





Bobult, Fig. 16-22. Nickel.

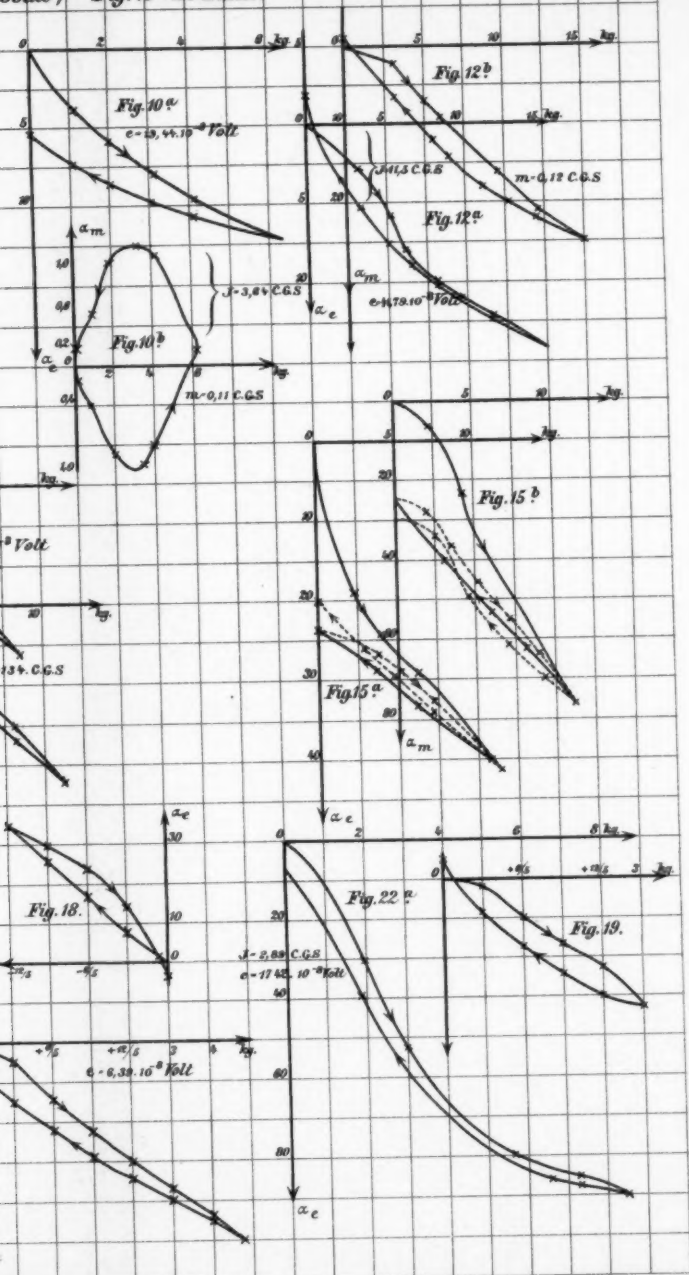


Fig. 1-22.